THE UNIVERSITY
OF ILLINOIS
LIBRARY
508.05
ZE
v.49

ZEITSCHRIFT

FÜR

INSTRUMENTENKUNDE

Organ

für

Mitteilungen aus dem gesamten Gebiete der wissenschaftlichen Technik

Herausgegeben

unter Mitwirkung der

Physikalisch-Technischen Reichsanstalt

von

L. Ambronn in Göttingen, **W. Breithaupt** in Cassel, **M. Edelmann** in München, **P. Guthnick** in Neubabelsberg, **O. Günther** in Braunschweig, **W. Haensch** in Berlin, **K. Haußmann** in Schwäb.-Gmünd, **C. Hensoldt** in Wetzlar, **W. Hildebrand** in Freiberg i. S., **E. Kohlschütter** in Potsdam, **A. Köhler** in Jena, **F. Löwe** in Jena, **H. Ludendorff** in Potsdam, **H. Maurer** in Berlin, **W. Nernst** in Berlin, **M. v. Rohr** in Jena, **W. Sartorius** in Göttingen, **A. Schmidt** in Cöln a. Rh., **R. Steinheil** in München, **R. Straubel** in Jena, **E. Warburg** in Berlin, **F. Weidert** in Berlin, **P. Werkmeister** in Dresden.

Schriftleitung: **F. Göpel** in Charlottenburg

Neunundvierzigster Jahrgang 1929.

Berlin.

Verlag von Julius Springer

1929.

508.05
ZE
v.49

Inhaltsverzeichnis.

Seite

Zur Theorie und Praxis der Glanzmessung. Erste Mitteilung: Bisherige Definitionen und Meßmethoden des Glanzes. Von Richard Kempf und Johannes Flügge 1
Der Autotachygraph von Hugershoff-Heyde. Von P. Werkmeister 25
Über die Untersuchung des photometrischen Keils. Von W. Scharonow 27
Anwendung der Schlierenmethode zur Dunkelfeldbeleuchtung bei Mikroskopen. Von Wilhelm Kraemer 33
Über eine neuartige Feinbewegung für Mikroskopstative. Von Karl John 36
Über eine Einrichtung zur Aufnahme und Wiedergabe farbiger Filme. Von Karl Albrecht 40
Methode zur Steigerung der Leistungsfähigkeit von Interferenzspektroskopen. Von Ernst Lau 57
Versuchsmessungen mit dem selbstreduzierenden Distanzmesser von Bosshardt-Zeiss. Von Franz Ackerl 64
Prüfung des neuen Zeiss-Nivellierinstruments II. Von O. v. Gruber 71
Das Winkelprisma. Von Hamann 79, 129
Ein einfaches Verfahren zur Abkürzung der Belichtungszeiten bei photographischen Aufnahmen, speziell bei Röntgenaufnahmen. Von Fritz Ebert 90
Adolf Mensing † 91
Die Messung der Horizontal- und der Vertikalintensität des erdmagnetischen Feldes mit dem Magnetron. Von M. Rössiger 105
Relaisgalvanometer. Von Rudolf Sewig 114
Eine objektive Charakteristik der Saiteninstrumente. Von Alfred Seiffert 116
Bemerkung zu meinen beiden ersten Mitteilungen: „Integration vermittels des Kurvimeters". Von Hans Schwerdtfeger 139
Die Tätigkeit der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt im Jahre 1928 . . . . . 157, 213, 265
Zur Helligkeit mikroskopischer Beleuchtungsanordnungen. Von H. Naumann 177
Meßfehler durch Abplattung beim Gewindemessen. Von H. Bochmann 188
Eine neue optische Teilstricheinstellvorrichtung an Feinnivellieren. Von Hans Heckmann . 204
Die Genauigkeit der Ablesung an einem Nonius bei feinen Kreisteilungen. Von Karl Lüdemann 238
Kurvenmesser von Pressel und Riefler. Von Konrad Pressel † 248
Ein verbesserter Ballontheodolit. Von Kölzer 292
Ein neues Konimeter. Von F. Löwe 296
Eine Hochvakuumpumpe großer Leistung. Von W. Gaede und W. H. Keesom 298
Ein neues Verfahren zum Messen von Innengewinden. Von A. Härtel 301
Eine zweckmäßige Bauart von Widerstandsthermometern. Von Rudolf Sewig 305
Interferometrische Methode zur Untersuchung von Stahlkugeln auf ihre Gestalt sowie zur Prüfung der Hertzschen Druckgleichungen. Von Otto Schönrock und Erich Einsporn 317, 369
Über einen neuen Richtungshörer. Von Chr. v. Hofe 331
Beiträge zur Theorie des Magnetometers von Tiberg-Thalén. Von Viktor Theimer . . 342, 386
Bestimmung der Temperatur- und der Luftdichtekonstanten von Schwerkraftpendeln nach dem Zweipendelverfahren. Von H. Schmehl und W. Jenne 396
Über die barometrische Höhenskala. Von H. Ebert 407
Schutz der mikroskopischen Präparate gegen die schädliche Wirkung der Wärmestrahlen. Von Stephan P. Kisfaludy 414
Untersuchungsergebnisse an einer versilberten planparallelen Platte. Von L. W. Blau und R. R. Thompson 416
Verwendung des Planimeters zur Bestimmung mehrfacher Integrale und zur Integration partieller Differentialgleichungen. Von Dora Wehage 425, 477
Über das stereoskopische Tiefenunterscheidungsvermögen. Von Maximilian Maurer . . . 444
Mechanische Hilfsmittel zur Erzeugung von Parabel, Hyperbel und Steigbogen. Von J. Fritzen 457, 507

756468

Seite

Ein Schräglicht-Illuminator für Opakbeleuchtung. Von F. Hauser 496
Einfache Herstellung eines Keiles mit linearer Absorptionsbeziehung zur Untersuchung von Absorptionsspektren. Von G. A. Suckstorff 500
Fehler in Hygrometerangaben, hervorgerufen durch falsche Temperatur. Von W. Schmidt 504
Wattmeter für Stromkreise mit sehr geringem Leistungsfaktor. Von E. Kühnel 512
Kino-Theodolit der Askania-Werke Aktiengesellschaft. Von H. Fuß 529
Genauigkeitsergebnisse eines Vergleichs optischer Distanzmessungen mit Messungen entsprechend der Württembergischen Amtlichen Technischen Anweisung für Katastervermessungen. Von W. Schneider 541
Drehzapfenaufstellung für Polygonzugvermessungen über und unter Tage. Von P. Wilski . 550
Automatischer Pointierapparat für Fernrohre. Von G. Alter 553
Theorie des Skalenaufbaus von Hebelwaagen. Von I. I. Wassiljew 557
Die Herstellung sehr reinen Quecksilbers. Von H. v. Steinwehr und A. Schultze 566
Das Breithaupt-Doppelbild-Tachymeter. Von W. Uhink 581
Über die Verbesserung des Nachtsehens durch Ferngläser. Von F. Löhle 595
Die Einheitsmengen im Maxwell-Helmholtzschen Farbdreieck und die Bestimmung der Farbsättigung. Von J. Runge 600
Über eine Abänderung eines polarisierenden Glasplattensatzes. Von S. Pokrowski 603
Zur Frage des Suchers für photographische Apparate. Von K. Fischer 607
Die „Megor"-Lampe. Von K. John 618

Referate.

Messungen der Erschütterungen von Boden und Gebäuden, hervorgerufen durch Maschinen und Fahrzeuge 46
Schädliche Erschütterungswirkungen des Straßenverkehrs 46
Stoßhaftigkeit von Straßen und Verkehrserschütterungen durch Straßenfahrzeuge 47
Eine neue Methode zur Dämpfung der Schwingungen eines Kreiselkompasses 49
Torische Linsen 50
Grundformen für die Theorie unsymmetrischer Folgen von brechenden oder spiegelnden Flächen 50
Die Hauptkoeffizienten bei unsymmetrischen Linsen 51
Die Theorie aplanatischer Flächen 51
Über die Ausschaltung von Störungen und Empfindlichkeitsabweichungen bei registrierender Photometrierung 52
Ein Spektrographenspalt 52
Ein Elektrodynamometer mit fast gleichmäßig geteilter Skala 52
Normung im Vermessungswesen 53
Ein neues photogrammetrisches Auswertegerät 92
Eine Panorama-Reihenbildkammer 93
Eine neue Mehrfachkammer zu photogrammetrischen Aufnahmen aus Luftfahrzeugen 94
Laboratorium-Uhr mit photoelektrischer Signalübertragung 95
Ein einfaches Verfahren zur Messung kleiner Drucke 95
Über die thermische Ausdehnung von Beryllium und Aluminium-Berylliumlegierungen . . . 95
Ein besonderes Verfahren zur Messung der Windgeschwindigkeit in Verbindung mit Flugzeug-Aufstiegen 96
Lichtdurchlässigkeitsmessungen an Fernrohren 97
Die Bedeutung der brechenden Flächen des Auges und die optischen Funktionen der Tränenflüssigkeit 97
Die Eigenschaften des photographischen Objektivs mit Rücksicht auf seine Verwendung zur Bildmessung 98
Beitrag zu dem Problem der gesetzmäßigen Zusammenhänge zwischen Materialkonstanten der optischen Gläser 98
Ein Zusatzapparat zum Ultramikroskop zur interferometrischen Messung größerer Submikronen 99
Ein störungsfreies Kapillarelektrometer 100
Das Nauener funkentelegraphische Zeitsignal 141
Der selbstregistrierende Empfang der Nauener Zeitsignale auf der Leipziger Sternwarte . . . 143
Druckregistriertheodolit aus den Werkstätten Gaumont 144

Seite

Felderfahrungen mit dem Wild-Theodolit 148
Herstellung der topographischen Grundkarte 1 : 5000 von der unteren Oder unter Verwendung von Luftbildern 148
Bericht über die Einrichtung der Geophysikalischen Abteilung an der Technischen Hochschule für Bergbau, Golden, Colorado, U. S. A. 149
Über die Prüfung optischer Systeme mit Rastern. — Die Rastermethode 149
Die Abbildung einer Walze durch Systeme hoher Apertur 149
Zur Bestimmung der Helligkeit der Bilder in der Brennebene photographischer Objektive . 150
Die Lichtverluste in photographischen Objektiven 150
Die Theorie der Linsenprüfungs-Interferometer I 151
Die Optik der Gesamtstrahlungspyrometer 151
Eine experimentelle Untersuchung der besten Minimumswellenlänge für visuelle Achromasie 151
Über die Anwendung der akzidentellen Doppelbrechung zum Studium der Spannungsverteilung in beanspruchten Körpern. — Zur Theorie der erzwungenen Doppelbrechung (Photoelastizität). — Die Photo-Elastizimetrie 152
Explosionsgefahren beim Glasversilbern 152
Ein Vorschlag zur Verbesserung von Pendelbeobachtungen 253
A Cartographic Correction for the Eötvös Torsion Balance 253
Ein Kurvenzeichenapparat fürs Laboratorium 254
Ein tragbarer elektrischer harmonischer Analysator 255
Eine Emanationspumpe 256
Über die Trägheitsfehler des Schalenkreuzanemometers bei schwankender Windstärke . . . 256
Die Hartmannsche Dispersionsformel für Glas 257
Die Konstruktion von Reflexionsprismen 257
Die Konstruktion von Wellenlängenskalen für Spektrogramme 257
Methode zur Messung der Brechungsindizes von Gläsern für ultraviolette Strahlung 258
Über eine verbesserte Anordnung für das Kugelphotometer 258
Ein neuer Spektralkomparator zur Bestimmung von Radialgeschwindigkeiten 258
Die Messung hoher Gleichspannungen und Anwendungen für die Eichung von Elektroskopen und elektrostatischen Voltmetern 261
Ein neuzeitliches Registrierelektrometer 261
Experimentelle Untersuchungen über das Corona-Voltmeter 262
Über eine Neukonstruktion der linearen Thermosäule 263
Übersicht über die wichtigsten Meßkammern zu photogrammetrischen Aufnahmen aus Luftfahrzeugen 306
Ein verbesserter Kurvenziehapparat nach Rosa 307
Die Federwaage von Hartmann & Braun und ihre Verwendung 309
Der neue Sekundenmesser der Siemens & Halske A.-G. 309
Versuch zur Erzeugung von Interferenzstreifen an dicken Platten 310
Interferometer zur Kontrolle optischer Flächen 310
Durchlässigkeitseigenschaften von Augenschutzgläsern und anderen Substanzen 311
Ultraviolett-Durchlässigkeit der gefärbten Quarze 311
Zum Nutzeffekt der Projektionsapparate 311
Über Reflexphotographie 311
Über Versuchsmodelle von Kursanzeigern für Flugzeuge, bei denen die anzeigenden Zungen durch gerichtete Funksendung zu Schwingungen angeregt werden 312
Ergebnisse aerophotogrammetrischer Probeaufnahmen mit Wild-Instrumenten 417
Über die Prüfung optischer Systeme nach den Interferenzmethoden von V. Ronchi 417
Der Auftragsapparat System Szovátay 419
Refraktometer 419
Registrierendes Präzisionsgerät für sehr schwache Ströme 420
Ein Meßkondensator für Höchstspannungen 420
Über einen neuen Kohlewiderstand 421
Alterungserscheinungen bei Thermoelementen 422
Bericht über die Einheit, die für sensitometrische Zwecke Verwendung finden soll 422
Über die Fleckenempfindlichkeit optischer Gläser 423

Seite

Einfluß der Wärmevergangenheit auf die optischen Konstanten von Gläsern 424
Kanonische Formen in der Theorie der asymmetrischen optischen Systeme 424
Nivellierinstrument mit einer neuartigen Vorrichtung zum Kippen des Fernrohres mit der Libelle 464
Messung großer Gasmengen 465
Über eine Vorrichtung zum Abmessen genauer Zeitintervalle 467
Eine neue Dunkelkammer- und Laboratoriumsuhr 468
Anforderungen an Dunkelkammeruhren 469
Ein optisches Mikrometer 469
Über die Abhängigkeit der Farbe eines Filters von der Schichtdicke und der Beleuchtungsstärke 469
Die Blendung durch Farbfilter 470
Die Leuchtdichte des Nachthimmels und ihre Veränderlichkeit 470
Photoelektrische oder thermoelektrische Verfahren zur Feststellung und Messung sehr kleiner Verschiebungen 471
Ein Elektrometer für Messung sehr hoher Gleich- und Wechselspannungen 472
Das Thermoelement Tellur-Wismut und seine praktischen Anwendungen 473
Über die Verwendung von Selenzellen zur Registrierung des Potentialabfalls von Quadrantelektrometern 473
Ein empfindlicher Temperaturregler 473
Über das zeitgemäße Spiegelteleskop und neuzeitliche Astrophotographie 513
Ein allgemeines optisches Gesetz 516
Untersuchungen über die Eigenschaften erster Ordnung von reellen Strahlensystemen. — Über die geometrische Bedeutung des Rotationswinkels in der Strahlengeometrie 516
Über die Durchrechnung der Größen zweiter Ordnung durch ein optisches System 517
Über Systeme von ebenen reflektierenden Flächen 517
Ein trichromatisches Kolorimeter mit spektralen Bezugsfarben 517
Die Abnahme der Empfindlichkeit des Auges unter der Einwirkung konstanter Lichtreize . 518
Der Unterwasserfunken als Lichtquelle für Spektralphotometrie im Ultraviolett 518
Über die elektrolytische Herstellung von Photozellen und deren Verwendung 519
Nullpunktsänderungen bei Alkoholthermometern 520
Einfluß von Temperatur und anderen Faktoren auf die Leistung von Bleiakkumulatoren . . 521
Über die Trägheitsfehler des Schalenkreuzanemometers bei schwankender Windstärke . . . 522
Untersuchung der Uhrgeräusche 522
Neue elektrische Uhren. — Die Junghans-Elektronom-Uhren 523
Gekoppelte Schwingungen bei Taschenuhren und ihre Interferenz 524
Die Wellenlängen der D-Linien des Natriums in Absorption und Emission 568
Ein sphärisch besonders gut korrigiertes Fernrohrobjektiv 568
Ein registrierendes photoelektrisches Kolorimeter 568
Spektroskopische und kolorimetrische Analyse von Signalgläsern 569
Die Unterschiedsschwelle des Auges bei kleinen Sehwinkeln 569
Über eine elektrisch betriebene Stimmgabel mit geeichter Frequenz-Feineinstellung 569
Über eine neue Methode der optischen Temperaturmessung in Öfen 570
Über ein phonisches Rad mit Hilfsstimmgabel 570
Über die Konstanz elektrisch erregter mechanischer Schwingungen und ihre Anwendung . . 571
Über Versuche mit Schallwellen hoher Schwingungszahlen 572
Aufzeichnung schneller Schwingungen 573
Messung der Schalldurchlässigkeit mit Hilfe des Hitzdrahtmikrophons 574
Über zwei neue Quecksilberdestillierapparate 576
Quecksilberreinigung 578
Ein neuer Schraubenmikroskop-Theodolit der Firma Starke & Kammerer 620
Photographische Registriereinrichtung für geteilte Kreise und Meßtrommeln 621
Photogrammetrische Punktbestimmung auf Grund von Luftmeßbildern mit Hilfe des Aerokartographen von R. Hugershoff 621
Die Prüfung und Berichtigung eines Bildmeßtheodolits in Verbindung mit einer Luftbildmeßkammer 622

Seite
Eine Neuerung an der Nova Brunsviga-Rechenmaschine 622
Selbsttätige optische Zugsicherung 623
Über eine neue selbstregistrierende Apparatur zur Bestimmung der Wärmeausdehnung fester Körper 624
Das Platinieren von Glas und anderen Substanzen 625
Untersuchungen des Einflusses von Magnetismus auf Taschenuhren 626
Über die Wärmeausdehnung von Tantal 627

Bücherbesprechungen.

Fritz Weigert, Optische Methoden der Chemie 54
Programm der Michelson-Tagung der Optischen Gesellschaft von Amerika . . 56
Walter Block, Messen und Wägen 100
Hermann Steuding, Messung mechanischer Schwingungen 101
Ewald Pertz, Die Bestimmung der Baustoffdämpfung nach dem Verdrehungsausschwingverfahren 101
Handbuch der Experimentalphysik, Band 19 101
Wilhelm H. Westphal, Physik 102
J. Bardet, *Atlas de Spectres d'Arc* 102
Dr. Otto Werner, Empfindliche Galvanometer für Gleich- und Wechselstrom 104
J. Herrmann, Die elektrischen Meßinstrumente 104
F. A. Auerbach und W. Hort, Handbuch der physikalischen und technischen Mechanik . 153
W. Brückmann, Börnsteins Leitfaden der Wetterkunde 153
W. Volkmann, Die Linsenoptik in der Schule 154
B. Gudden, Lichtelektrische Erscheinungen 154
Wilhelm Jäger, Elektrische Meßtechnik 155
Die preußische Landesvermessung. Hauptdreiecke 207
J. Bonsdorff, Verhandlungen der baltischen geodätischen Kommission 208
U. Pesonen, Relative Bestimmungen der Schwerkraft 208
K. Oltay, Die Genauigkeit der Lotabweichungsbestimmungen 209
Boletim Meteorologico, Meteorologisches Jahrbuch für das Jahr 1922 209
Müller-Pouillets Lehrbuch der Physik, V. Bd. 2. Hälfte 210
P. Hutschenreiter und W. Wurm, Einführung in die Optik und optische Instrumentenkunde 211
A. Hund, Hochfrequenzmeßtechnik 211
Neue Preislisten von A. Ott in Kempten 212
Publications of the Astron. Observatory of the University of Michigan 313
H. Sarnetzky, Grundzüge der Luft- und Erdbildmessung 313
Curtius Müller, Taschenbuch der Landmessung und Kulturtechnik 315
Karl Albrecht, Eduard Duncker 315
Jahresbericht des Direktors des Geodätischen Institutes 315
F. Auerbach und W. Hort, Handbuch der physikalischen und technischen Mechanik . . . 316
H. J. Seemann, Die Instrumente der Sternwarte zu Marâgha nach den Mitteilungen von al ʿUrḍî 356
Fr. Negresco, *Recherches experimentales d'analyse spectrale quantitative sur les alliages métalliques* 367
Konstruktions-Elemente der feinmechanischen Technik. Herausgegeben vom Verein „Fachschule für feinmechanische Technik" E. V., Berlin 368
O. Richter und R. von Voß, Bauelemente der Feinmechanik 368
Franz M. Feldhaus, Carl Bamberg 368
K. Graff, Grundriß der Astrophysik 474
G. Jüttner, Über die bei optischen Distanzmessungen mittels Bosshardt-Zeiss auftretenden Fehler 475
B. T. Gunther, *Historic Instruments for the Advancement of Science* 476
G. Angenheister, Handbuch der Experimentalphysik, Bd. 25. Geophysik 524
F. Seidel, Über die Genauigkeit der aus Luftbildern hergestellten topographischen Grundkarte von Amrum 526
D M. Smith, *Visual lines for spectrum analysis* 527
Vasco Ronchi, *Lezioni di Ottica fisicia* 527

Seite
K. Radicke, Fremdsprachliches optisches Wörterbuch, Teil IV: Mikroskope 528
Robert Bosch A. G., Handbuch für Lehrlinge der allgemeinen Feinmechanik 528
Handbuch der Experimentalphysik, Band 20 578
A. E. Conrady, *Applied Optics and Optical Design* 579
Bernhard Wagner, Tabellen zum Eintauchrefraktometer 580
Handbuch der wissenschaftlichen und angewandten Photographie Bd 8. 580
Wien-Harms, Handbuch der Experimentalphysik Band 8 und 9 628
E. Cahn, Untersuchungen über das Verhalten von Parallelendmaßen 629
H. Gruner, Der Aerokartograph nach Prof. Dr.-Ing. Hugershoff 629
Wissenschaftliche Veröffentlichungen aus dem Siemens-Konzern 629
G. Zickner, Über Kondensatoren und ihre Eichung 630

Zuschriften und Mitteilungen 263
Ferienkurs in Jena in Spektroskopie, Interferometrie und Refraktrometrie 104
Ferienkurs in Jena in Photogrammetrie 156
Wettbewerb 316
Die Danziger Hochschule lädt ein 316
Die vierte Hauptversammlung der Deutschen Gesellschaft für Photogrammetrie 528
Namen- und Sachregister 631
Fehlerberichtigung 639
Verzeichnis der Referenten des Jahrgangs 1929 639

Zeitschrift für Instrumentenkunde.

Kuratorium:

Prof. Dr. **E. Kohlschütter** in Potsdam, Vorsitzender, Prof. Dr. **R. Straubel** in Jena, Prof. Dr. **F. Weidert** in Berlin-Zehlendorf, geschäftsführendes Mitglied.

Schriftleitung: Oberregierungsrat Prof. Dr. **F. Göpel** in Charlottenburg-Berlin.

XLIX. Jahrgang. **Januar 1929.** Erstes Heft.

Zur Theorie und Praxis der Glanzmessung.

Erste Mitteilung: Bisherige Definitionen und Meßmethoden des Glanzes

(mit einem praktischen Teil über Glanzmessungen an durchscheinenden trüben Medien).

Von

Richard Kempf und **Johannes Flügge** in Berlin.

Übersicht des Inhalts. — A. Einführung: Theoretische Grundlagen der Reflexion und des Glanzes. — Der Glanz (im landläufigen Sinne) als optisch-physiologische Erscheinung. — Zur Physiologie des Glanzes. — Zusammenfassung der glanzbestimmenden Faktoren. — Zur Messung des Glanzes: Der „Glanzgrad". — Die technische Bedeutung des „objektiven" Glanzgrads. — B. Die bisherigen Definitionen des Glanzes: 1. $G = \frac{J_r + J_d}{J_a}$; 2. $G = 100\,\frac{J_r}{J_a}$; 3. $G = \frac{J_r + J_d}{J_d}$. — C. Praktischer Teil: Glanzmessungen an durchscheinenden trüben Medien. — Zusammenfassung.

A. Einführung.

Theoretische Grundlagen der Reflexion und des Glanzes.

Trifft weißes natürliches Licht auf die ebene Grenzfläche eines festen Körpers an Luft, so treten die folgenden optischen Vorgänge, einzeln oder in verschiedenster Kombination, auf:

1. Regelmäßige Reflexion (r),
2. Diffuse Reflexion (d),
3. Absorption (m),
4. Regelmäßiger Durchgang (R),
5. Diffuser Durchgang (D).

Da energetisch hiermit alle Möglichkeiten erschöpft sind, ist nach dem Gesetz von der Erhaltung der Energie die folgende Beziehung zwischen den einzelnen Energieströmen (E) gegeben:

$$E_r + E_d + E_m + E_R + E_D = E_a,$$

wo der Index a das auffallende Licht charakterisiert.

Im Rahmen der vorliegenden Untersuchung sind etwa die folgenden idealen Grenzfälle besonders wichtig:

Bei ausschließlich regelmäßiger Reflexion ist der Fall idealer metallischer Spiegelung gegeben ($E_r = E_a$);

bei ausschließlich diffuser Reflexion spricht man von ideal matten, weißen oder metallischen Schichten ($E_d = E_a$);

bei ausschließlicher und vollständiger Absorption von ideal matten und schwarzen Flächen ($E_m = E_a$);

bei regelmäßigem Durchgang eines merklichen Teils des auffallenden Lichtstroms ohne jede Absorption: von klaren, durchsichtigen („transluzenten“) Körpern ($E_r + E_d + E_R = E_a$);

bei diffusem Durchgang eines merklichen Teils des auffallenden Lichtstroms ohne jede Absorption: von „transparenten“ oder „diaphanen“[1]) trüben, durchscheinenden Körpern ($E_r + E_d + E_D = E_a$).

Für das Zustandekommen der optischen Erscheinung des „Glanzes“ ist das Auftreten von Reflexion notwendig, und zwar unbedingt von regelmäßiger Reflexion an der Oberfläche („spiegelnde“ Reflexion), während diffuse Reflexion, sei es an der Oberfläche, sei es aus dem Innern, nicht unbedingt vorhanden sein muß[2]). In der weit überwiegenden Zahl der Fälle, praktisch sogar stets sind aber beide Arten der Reflexion gegeben („gemischte“ Reflexion).

Hier ist es daher zunächst notwendig, den fundamentalen Unterschied zwischen dem in der Physik bereits festliegenden und unzweideutig definierten Begriff „Reflexionsvermögen“ und dem wissenschaftlich noch sehr vagen Begriff „Glanz“ scharf herauszuarbeiten; denn nur auf diesem indirekten Wege ist es leicht möglich, zu einer einwandfreien Begriffsbestimmung für den Glanz zu gelangen.

Grundsätzlich ist zu unterscheiden zwischen regelmäßiger und diffuser Reflexion, wobei zu bedenken ist, daß diffuse Reflexion vorwiegend nichts weiter als die Summe von zahllosen einzelnen, verschieden gerichteten regelmäßigen Reflexionen ist. Man darf bekanntlich nach P. Bouguer (1698—1758) annehmen[3]), daß die Oberfläche eines Körpers mosaikartig aus einzelnen Elementarspiegelchen zusammengesetzt ist, die bei idealer Politur alle in einer gemeinsamen mathematischen Ebene (oder Fläche) liegen, bei mehr oder minder großer Rauhigkeit aber in veränderten Lagen vorkommen, auch dann jedoch meistens in gesetzmäßiger, durch die voraufgegangene mechanische Behandlung[4]) bedingter Weise. Es ist darum zunächst wichtig, den Begriff des (regelmäßigen) Reflexionsvermögens zu erörtern.

Als „Reflexionsvermögen“ bezeichnet man den von einem Elementarspiegelchen, d. h. einem kleinen, ebenen Flächenelement, reflektierten Bruchteil der aus einer bestimmten Richtung auf das Flächenelement auftreffenden Strahlung. Lichteinfall und Reflexion brauchen nicht senkrecht zu dem Flächenelement angenommen zu werden, sondern auch unter endlichen Einfalls- bzw. Reflexionswinkeln. So verstanden, hängt dann das Reflexionsvermögen noch ab vom Einfallswinkel und vom Polarisationszustand der auftreffenden Strahlung. Man kann so das Reflexionsvermögen „in weiterem Sinne“ definieren.

---

[1]) Wahl des Ausdrucks im Anschluß an die Bezeichnung des von Klemm für die Papierprüfung eingeführten „Diaphanometers“; vgl.: W. Herzberg, Papierprüfung, 5. Aufl., S. 193. Berlin, Julius Springer 1921.

[2]) Ist bei einem nicht verschwindenden Werte von E_r die Größe $E_d = 0$, so kann dies dreierlei bedeuten: die Reflexion erfolgt an einer ideal spiegelnden Metallfläche ($E_r = E_a$); die Reflexion erfolgt an einer schwarzen, oberflächlich ideal spiegelnden Schicht ($E_r + E_m = E_a$); die Reflexion erfolgt an einer klaren, oberflächlich ideal spiegelnden Schicht ($E_r + E_R = E_a$).

[3]) Vgl. E. Liebenthal, Praktische Photometrie. Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn, 1907, S. 19. — Siehe auch Hans Schulz, Untersuchungen über die Reflexion an teilweise lichtzerstreuenden Flächen, *Zeitschr. f. Physik* **31.** *S. 497. 1925.*

[4]) Ein gutes Beispiel dafür bietet eine auf der Drehbank abgedrehte Metallscheibe, etwa die Linse eines Standuhrperpendikels, wo stets radiale Glanzkreuze erkennbar sind. Denselben Eindruck macht das schnell laufende Flügelrad eines Ventilators.

Als Reflexionsvermögen „in engerem Sinne“ werde dann der reflektierte Bruchteil bei senkrechter Inzidenz und Reflexion verstanden; bei den völlig durchsichtigen Körpern, wie z. B. angenähert Glas, hängt sodann das Reflexionsvermögen (Rv) in engerem Sinne vom Brechungsquotienten (n) des Körpers für die betreffende Strahlungsart nach Maßgabe der Fresnelschen Formel ab:

$$Rv = \left(\frac{n-1}{n+1}\right)^2 \text{[1]}. \qquad 1)$$

Hat der Körper absorbierende Eigenschaften, so tritt der Absorptionsindex (k) hinzu; d. h. es wird:

$$Rv = \frac{(n-1)^2 + (k-1)^2}{(n+1)^2 + (k+1)^2} \text{[2]}. \qquad 2)$$

Dieser Ausdruck kann nur dann verschwinden, d. h. es kann nichts reflektiert werden, wenn n und k zugleich beide 1 sind, d. h. in dem trivialen Fall, daß der reflektierende Körper dieselben optischen Eigenschaften hat wie das angrenzende Medium, im behandelten Falle Luft. Dies bedeutet aber, daß ein „schwarzer“ Körper, der nichts reflektiert, nicht den Voraussetzungen für die Anwendbarkeit des Ausdrucks von Rv genügt, also niemals eine ebene Oberfläche besitzen kann. Hat er aber eine solche, so reflektiert er auf jedem Fall Licht, so hat er also Reflexionsvermögen.

Der andere Grenzfall $Rv = 1$ kann nur für Körper eintreten, bei denen die eine der Größen n und k enorm groß gegen die andere und gegen 1 ist. Dieser Bedingung folgen in der Praxis die Metalle, wo k sehr groß ist, sowie Körper mit anomaler Dispersion.

Indem wir so den Begriff „Reflexionsvermögen“ ausreichend klargelegt zu haben glauben, wollen wir sehen, wie sich der „Glanz“ dazu stellt. Beim Glanz rechnet man nicht mit einem einzigen ebenen kleinen Flächenelement (Elementarspiegelchen) und einer bestimmten Lichteinfalls- und Reflexionsrichtung, sondern mit einem flächenhaften Verbande zahlreicher nebeneinanderliegender, verschieden geneigter Elementarspiegelchen sowie einer mehr oder minder diffusen, wenn auch einseitigen Beleuchtung, zwei Umstände, die den allein tatsächlichen Verhältnissen entsprechen, wogegen die Voraussetzungen für die bekannten Bestimmungsmethoden des Reflexionsvermögens niemals streng zutreffen.

Die optische Erscheinung des Glanzes ist zunächst immer an zwei Hauptbedingungen geknüpft: die Möglichkeit zu seinem Entstehen, das „Glanzvermögen“, ist dann gegeben, — d. h. es liegen die im Objekt selbst ruhenden objektiven Voraussetzungen dafür vor, daß die subjektive Empfindung von Glanz unter bestimmten Umständen eintreten kann —, wenn erstens das einzelne Elementarspiegelchen (regelmäßiges) Reflexionsvermögen besitzt, was nach obigen Ausführungen eo ipso der Fall ist, und zweitens eine gewisse Anzahl der Elementarspiegelchen bevorzugt in einer Richtung liegen. Aus dieser Deduktion folgt ohne weiteres, daß zur unzweideutigen Charakterisierung des Glanzes einer Oberfläche zwei Tatsachen berücksichtigt werden müssen: einmal eine optische Konstante, die quantitative Größe des Reflexionsver-

[1]) Wenn der einfache Fall angenommen ist, daß der Körper an Luft grenzt.

[2]) Eingehend z. B. behandelt bei M. Planck, Einführung in die theoretische Optik. Leipzig, S. Hirzel 1927, S. 160. — Über die experimentell festgestellten Werte für das Reflexionsvermögen zahlreicher Körper siehe z. B. Landolt-Börnstein, Phys.-chem. Tabellen, 5. Aufl., Bd. II, S. 903. Berlin, Julius Springer 1923.

mögens, sodann eine mechanische Eigenschaft, der Rauhigkeitsgrad der Oberfläche.

Die optischen Eigenschaften des Materials und des angrenzenden Mediums (meist der Luft) bestimmen die bei idealer Glätte maximal mögliche Intensität des im Reflexionswinkel ausgestrahlten Lichts: das Reflexionsvermögen (*Rv*); die jeweilige von der Bearbeitung abhängige Rauhigkeit der Oberfläche des Materials dagegen bestimmt die im konkreten Einzelfall wirklich zustande gekommene Intensität der Rückstrahlung: den Reflexionsgrad (*Rg*).

Je größer die Differenz zwischen dem Reflexionsvermögen und dem Reflexionsgrad relativ zu dem Reflexionsvermögen ist, d. h. je größer der Betrag $100 \cdot \frac{Rv - Rg}{Rv}\,\%$ ist, um so größer ist der Rauhigkeitsgrad der Oberfläche, eine um so größere Streuung wird demnach ein auffallendes gerichtetes Lichtbündel bei der Rückwerfung erfahren, unabhängig von den absoluten Größen *Rv* und *Rg*[1]).

Je kleiner der eben benutzte mathematische Ausdruck ist, um so mehr ist der Querschnitt des reflektierten Lichtbündels geometrisch ähnlich dem des auffallenden. Ist der Ausdruck gleich Null ($Rv = Rg$), so ist der optimale Grenzfall gegeben: die streng nach den Gesetzen der geometrischen Optik erfolgende vollkommene Spiegelung, bei der sich jeder Gegenstand mit scharfen Konturen abbildet, während in jedem anderen Fall die Konturen um so verwaschener ausfallen, je größer der Rauhigkeitsgrad ist, und man statt von einer Spiegelung besser von einem Glanze spricht.

Wie aus dem Vorstehenden ersichtlich, ist hier eine neue optisch-physikalische Eigenschaft von Flächen konstruiert, die von dem absoluten zahlenmäßigen Wert des Reflexionsvermögens, also von der chemischen Natur des Materials, gänzlich unabhängig ist. In diesem Sinne ist Glanz als unvollkommene Spiegelung — im qualitativen, nicht im quantitativen Sinne — anzusehen und demgemäß auch zu bewerten: man muß zwischen „schwächer“ und „unscharfer“ Reflexion (Spiegelung) streng unterscheiden; die erstere wird durch den Reflexionsgrad, die letztere durch den Glanzgrad zahlenmäßig wiedergegeben.

Wie sich aus dieser theoretischen Grundlage eine neue Glanzdefinition ergibt und sich eine neue Methode zur Messung des Glanzes ableiten läßt, wird später in einer besonderen Abhandlung gezeigt werden. Hier soll zunächst noch an dem Begriff Glanz im üblichen allgemeinsten Sinne festgehalten und der mit ihm verbundene Fragenkomplex möglichst vollständig erfaßt und erörtert werden.

Der Glanz (im landläufigen Sinne) als optisch-physiologische Erscheinung.

Aus dem Vorstehenden ist bereits ersichtlich, daß eine große Reihe von Umständen den Glanzeindruck bedingen oder in seiner Stärke bestimmen, auch wenn man den Begriff Glanz so eng faßt, wie es oben geschehen ist. Noch weit größer wird aber die Zahl der den Glanz beeinflussenden Umstände, wenn man diesen im landläufigen Sinne auffaßt, wobei auch die physiologischen Bedingungen und Gesetze für die Empfindung des Glanzes im menschlichen Auge berücksichtigt werden müssen.

Zunächst wird der Glanz von allen Umständen beeinflußt werden, von denen der

[1]) Praktisch bedeutet dies die Unabhängigkeit des so definierten Rauhigkeitsgrades von der chemischen Natur des Körpers, sei dieser nun Metall (das im Beispielsfalle des Silbers 90 bis 95% des senkrecht einfallenden Lichts reflektiert) oder Glas (das im gleichen Fall nur etwa 4 bis 5% reflektiert) oder sonst ein anderes Material.

Reflexionsgrad abhängt. Außer der Oberflächenstruktur der reflektierenden Fläche und dem Inzidenzwinkel des einfallenden Lichts spielt hierfür eine beherrschende Rolle die Tatsache, ob das beleuchtende Licht diffus oder gerichtet ist.

Je mehr die Beleuchtung einen gerichteten Charakter hat, um so besser wird die regelmäßige Reflexion von der diffusen getrennt werden, je weniger dies der Fall ist, um so mehr wird diffus und regelmäßig zurückgeworfenes Licht ineinander verschwimmen.

Bei vollkommen diffuser und allseitiger Beleuchtung, bei der die Lichtstrahlen in jeder möglichen Richtung und in gleicher Stärke von allen Seiten auf die Fläche fallen, kann überhaupt kein in einer bestimmten Richtung bevorzugt reflektiertes Licht und daher auch kein Glanz entstehen, — auch wenn die Fläche ein sehr großes Reflexionsvermögen besitzt und unter anderen Umständen stärkste regelmäßige Reflexion zeigt[1]).

Hinzu kommt die Möglichkeit einer verstärkten Diffusität des zurückgestrahlten Lichtes durch innere Reflexion, wenn das Medium trübe ist. Der Reflexionsvorgang verwickelt sich durch alle diese Umstände bereits erheblich und gar erst, wenn spektral auswählende (selektive) Reflexion und Absorption mitspielen.

Zusammenfassend läßt sich also die Reflexion durch folgende, oben beschriebene Merkmale charakterisieren: Art der Beleuchtung hinsichtlich Farbe, Intensität und Richtung; optische und mechanische Eigenschaften des reflektierenden Materials, wie Reflexionsvermögen, Struktur der Oberfläche und des Innern, sowie Färbung.

Alle diese Merkmale sind natürlich in gleichem Maße auf den Glanz anwendbar, nur treten bei diesem noch weitere beeinflussende Faktoren optisch-physiologischer Art hinzu: Kontrast zwischen Glanzstelle und Umgebung bei Fixierung des Blicks auf ein größeres Flächenstück des Glanzmaterials, wobei der Blick gleichzeitig helle und dunkle Stellen umfaßt, Farbenunterscheidung und Unterschiedsempfindlichkeit des Auges. Wie sehr diese Umstände für den Glanzeindruck wichtig sind, beweisen die von Zocher[2]) beschriebenen Glanztäuschungen.

Zur Physiologie des Glanzes.

Für den physiologischen Eindruck des Glanzes ist u. a. Bewegung des Objekts relativ zum Beobachter oder — allgemeiner ausgedrückt — rasche Richtungsänderung des reflektierten Lichtstrahls von großer Bedeutung[3]).

Gerät ein stark glänzender Körper in rasche Bewegung, so daß sich der Ein- und damit auch der Ausfallswinkel des Lichts schnell ändert, so entsteht — bei schwachem

---

[1]) In diesem Sinne verwendet die Beleuchtungstechnik, je nachdem ein Glanz auf den Gegenständen erwünscht oder unerwünscht ist — beide Fälle sind bekanntlich praktisch sehr wichtig —, einerseits Lichtquellen mit möglichst parallel gerichtetem und eine Richtung bevorzugendem Strahlenbündel (Scheinwerfer) und solche mit großer spezifischen Flächenhelligkeit (Bogenlampen und Punktlampen), anderseits Lichtquellen mit möglichst diffus zerstreuten Strahlen und geringer spezifischer Flächenhelligkeit (indirekte Deckenbeleuchtung).

[2]) Vgl. H. Zocher und F. Reinicke, Über die Entstehung des Glanzeindrucks; *Zeitschr. f. Physik* **33**. *S. 12—27. 1925.*

[3]) Bei der Prüfung von Textilstoffen auf Glanz pflegt man bekanntlich den Stoff schräg gegen das auffallende Licht zu halten und ihn dabei in Bewegung zu bringen, wobei auch die hierbei leicht eintretende oder absichtlich herbeigeführte starke Krümmung der Fläche eine scheinbare Glanzerhöhung infolge Kontrastwirkung hervorruft.

Helligkeitswechsel — ein „Blinken“ oder — bei starkem Helligkeitswechsel — ein „Blitzen“[1]), und man spricht im letzteren Fall von einer „blitzblanken“[2]) Fläche.

Erfolgt die Richtungsänderung des reflektierten Lichtstrahls (z. B. infolge rhythmischer Bewegung des Körpers oder rasch eintretender Dichteänderungen der Luft) in schnell aufeinanderfolgenden Perioden, so spricht man — bei geringerem Helligkeitswechsel — von „Flimmern“ oder — bei stärkeren Lichtkontrasten und dunklem Hintergrunde — von „Funkeln“, wie bei den Fixsternen (namentlich bei großen Temperaturgegensätzen in der Atmosphäre), oder endlich — bei sehr starkem Helligkeitswechsel — von „Glitzern“[3]), wie bei einem vom Winde gekräuselten Wasserspiegel, diesem natürlichen Urbild einer qualitativ ideal spiegelnden Fläche, wenn er sich im vollkommenen Ruhezustande befindet.

Im letzteren Fall ist für den optischen Eindruck außer der Bewegung die starke Neigung und verschiedene Lage der einzelnen benachbarten Flächenteile maßgebend. In entsprechender Weise setzt sich frisch gefallener lockerer Schnee aus einzelnen ebenen und stark gegeneinander geneigten kleinen Flächenelementen zusammen, die aber unbeweglich verharren. Daher ist in diesem Falle eine Bewegung des Beobachters nötig, damit dieser den Eindruck des Glitzerns erhält.

Hierbei spielt aber auch die Entfernung des Gegenstandes vom Beobachter, d. h. der Gesichtswinkel, unter dem das die Helligkeitskontraste erzeugende flächenhafte Objekt betrachtet wird, eine große Rolle. Ein in der Nähe glitzerndes Schneefeld wird z. B., aus der Ferne betrachtet, nur den gleichförmig leuchtenden Eindruck des Glanzes ergeben, weil die einzelnen reflektierten Lichtstrahlen für den Beobachter ineinander verschwimmen.

Außer der Bewegung des Gegenstandes oder des Beobachters vermag aus gleichen Gründen auch die Bewegung der Lichtquelle eine Verstärkung des physiologischen Glanzeindrucks hervorzubringen. Es sei hier nur an die künstlerische Wirkung flackernder Kerzen- oder Fackelbeleuchtung erinnert.

In gleicher Richtung wirkt aus kontrasttheoretischen Gründen starke Krümmung der beleuchteten Fläche. Hier verstärkt die örtliche Nähe von Glanzlichtern und dunkleren Stellen den scheinbaren Glanz u. U. sehr bedeutend. Man kann sich hiervon leicht überzeugen, wenn man ein Stück Papier auf seinen Glanz prüft und die Fläche einmal in ebener Lage, sodann zu einer Zylinderfläche zusammengebogen betrachtet.

Ebenfalls kontrasttheoretisch ist zu erklären, daß eine schwarze Fläche einen viel stärkeren Glanzeindruck vermittelt, als eine weiße Fläche von gleich starkem

---

[1]) Praktische Anwendung bei beweglich aufgehängten Spiegeln über Gartenbeeten zur Abwehr von Vögeln.

[2]) Der konträre Gegensatz zu „blank“ wäre in diesem Sinne „blind“.

[3]) Die verschiedenen Arten der optischen Vorgänge, die sich durch die Kombination von Glanz und Bewegung ergeben, lassen sich also schematisch etwa folgendermaßen charakterisieren:

Helligkeitswechsel	aperiodisch (impulsartig)	periodisch (schwingungsartig)
schwach	„blinken“	„flimmern“
stark	„blitzen“	„glitzern“

Es ist interessant, daß diese Bezeichnungen für die optisch verwandten Sinneseindrücke auch sprachliche Verwandschaft zeigen; in naher Beziehung zu „flimmern“ stehen auch die Ausdrücke „schillern“ und „schimmern“.

Reflexionsgrad, d. h. bei gleicher Intensität der regelmäßigen Rückwerfung. Hiermit steht im Zusammenhang, daß der Glanz durchsichtiger oder durchscheinender Objekte um so größer erscheint, je nachdem sie sich auf hellem oder dunklem Unter- oder Hintergrunde befinden.

Der grundsätzliche Unterschied zwischen Reflexionsgrad und Glanzgrad, der durch die letzten Beispiele deutlich geworden ist, ist darin begründet, daß zwar in beiden Fällen die Intensität der regelmäßigen Reflexion die maßgebende Größe darstellt, daß sie aber beim Reflexionsgrad zu der Intensität des einfallenden Lichts in Beziehung gebracht und das Verhältnis der beiden Intensitäten gemessen wird, während man die Stärke des Glanzes mehr nach dem Verhältnis der Intensität der regelmäßigen zu derjenigen der diffusen Rückstrahlung zu beurteilen pflegt.

Zusammenfassung der glanzbestimmenden Faktoren.

Stellt man alle die Umstände übersichtlich zusammen, die für eine umfassende Theorie des Glanzphänomens etwa in Betracht kommen, so ergibt sich ungefähr das folgende Schema.

Schematische Zusammenstellung der Faktoren, die das Auftreten von „Glanz" (im landläufigen Sinne) bedingen oder die Erscheinung nach Art oder Intensität bestimmen.

A. Faktoren objektiver Art.

a) Im Prüfobjekt selbst liegende Faktoren (Bedingungen für das „Glanzvermögen" eines Körpers):

1. die strukturelle Oberflächenglätte,
2. die innere Rückstrahlung nach Art und Intensität,
3. das Lichtabsorptionsvermögen des Mediums nach Art und Intensität,
4. das Krümmungsmaß der Oberfläche.

b) Außerhalb des Prüfobjekts liegende Faktoren (Bedingungen für das Auftreten der Glanzerscheinung als solche):

5. Art und räumliche Intensitätsverteilung des auffallenden Lichts,
6. Einfallswinkel des auffallenden Lichts bei lichtdurchlässigen (bis zu einem gewissen Grade auch bei metallischen) Medien,
7. optisches Verhalten des Untergrundes bei durchsichtigen oder durchscheinenden Medien.

B. Faktoren subjektiver Art (Bedingungen für die physiologische Auffassung der Glanzerscheinung):

8. Blickrichtung des Beobachters relativ zur Flächenebene des Prüfobjekts,
9. Entfernung des Beobachters vom Prüfobjekt,
10. Kontrasttheoretisch erklärbare Erscheinungen physiologischer Art,
11. Relativbewegung zwischen Beobachter und Prüfobjekt. —

Zur Messung des Glanzes: Der „Glanzgrad".

Bei der im Vorstehenden dargelegten großen Mannigfaltigkeit der Umstände, die entweder zur Entstehung von Glanz notwendig sind oder aber seine wirkliche oder scheinbare Stärke maßgebend beeinflussen, stellt es ein schwieriges, nur unter gewissen Einschränkungen lösbares Problem dar, den Glanz fester Körper mathematisch zu definieren und hiernach ihren „Glanzgrad" zahlenmäßig festzulegen.

Ehe man an diese Aufgabe herantritt, sind folgende Überlegungen notwendig.

Der Glanzgrad darf logischerweise nur objektive Eigenschaften des Prüfobjekts selbst, wie sie in dem Schema unter a) aufgeführt sind, zum Ausdruck bringen. Die übrigen äußeren Bedingungen, die den Glanz ebenfalls beeinflussen, aber nicht in der Natur des Prüfobjekts selbst begründet sind, müssen daher, wenn auch nicht eliminiert, so doch genau definiert und — um alle Messungen untereinander vergleichbar und jeder Zeit reproduzierbar zu machen — durch Übereinkommen festgelegt, „genormt" werden.

Ferner müssen alle subjektiven Einflüsse, da schwer kontrollierbar und mathematisch kaum erfaßbar, bei der Glanzmessung möglichst vollkommen ausgeschaltet bleiben.

Es muß also der Glanzgrad in dem anfangs dargelegten Sinne so ausschließlich wie möglich von der zahlenmäßigen Lagen- und Richtungsverteilung der regelmäßig reflektierenden Elementarspiegelchen abhängen; in diesem Sinne sei er hier als der „objektive" Glanzgrad oder das „Glanzvermögen" eines Körpers bezeichnet.

Der Glanz erreicht hiernach seinen einen idealen Grenzfall $= 0$, wenn keine Richtung in der Lage der Elementarspiegel gegenüber der Ebene der Oberfläche bevorzugt ist, sondern jede Richtung gleich häufig wiederkehrt oder — genauer ausgedrückt —: wenn die durch Summation aller Flächenelemente derselben Neigung erhaltene Gesamtfläche für jede beliebige Neigung dieselbe Größe hat[1]).

Seinen anderen idealen Grenzfall erreicht der Glanz, wenn sämtliche Elementarspiegel nur in einer einzigen Richtung, und zwar in der Richtung der Oberflächenebene, liegen: dem Fall der idealen Spiegelung.

Wie man sieht, muß mithin der Glanzgrad in engster Beziehung zur mechanischen Oberflächenbeschaffenheit des Körpers, seiner optischen Glätte bzw. Rauhigkeit, stehen. Ein Körper reflektiert, — wenn man zunächst die aus dem Innern stammende Rückstrahlung vernachlässigt, — um so regelmäßiger, je glatter, und um so mehr diffus, je rauher seine Oberfläche ist.

Die technische Bedeutung des „objektiven" Glanzgrads.

Diese theoretische Ableitung für das Zustandekommen des Glanzphänomens und für seinen engen Zusammenhang mit dem „Rauhigkeitsgrad" der Oberfläche eines festen Körpers steht mit den meisten praktischen Zwecken der technischen Glanzmessung in bestem Einklange.

Es kommt für derartige Messungen hauptsächlich die Industrie der Anstrich- und Politurmittel, im besonderen die der Farben und Lacke, in Betracht, ferner die Papierindustrie, namentlich die Industrie der photographischen Papiere, aber auch die des Schreib- und Druckpapiers, die Textilindustrie und endlich die Industrie der mechanischen Oberflächenbearbeitung von Glas, Metallen usw.

Auf diesen Gebieten handelt es sich in vielen Fällen gar nicht oder doch nur in zweiter Linie um den Glanz als solchen, d. h. den „physiologischen" oder „künstlerischen" Glanz, als vielmehr um den „objektiven" Glanz: die Oberflächenglätte.

---

[1]) Der Fall, daß die Elementarspiegelchen klein gegen die Lichtwellenlängen sind, ist hier praktisch nicht von Interesse. Nur soviel sei erwähnt, daß dann die Unregelmäßigkeiten bei der diffusen Lichtreflexion nicht hervortreten, weil die Fläche optisch glatt ist. Umgekehrt ist in dem Fall, daß die Wellenlänge der auffallenden Strahlen gegen die Elementarspiegelchen klein ist, die diffuse Reflexion verhältnismäßig groß; für sehr kleine Wellen kann u. U. der beste künstliche Spiegel rauh sein.

Der erstere Glanz stellt im Grunde eine subjektive und ästhetische Angelegenheit dar, und seine Bewertung unterliegt daher in erster Linie physiologischen Gesetzen, wobei u. a. auch die Kontrastwirkung eine führende Rolle spielt, und es ist zu berücksichtigen, daß er u. a. von der Art der Beleuchtung weitgehend abhängig ist (siehe oben).

Von diesem physiologischen Glanz wird hier im wesentlichen abgesehen; denn er ist weitgehend abhängig von individueller subjektiver Auffassung. Der objektive Glanz dagegen ist eine Angelegenheit, die ausschließlich den Gegenstand des Glanzes: den Glanzträger, betrifft und nach mathematischen Gesetzen zahlenmäßig erfaßbar ist; er interessiert uns hier gemäß seiner praktisch wichtigen Bedeutung für die Technik besonders.

Denn es ist klar, daß z. B. die Papiersatinage im allgemeinen nicht eigentlich eine Glanzerhöhung, sondern eine Glättung der Papieroberfläche bezweckt. Im Gegenteil, der Glanz ist meistens nur eine unerwünschte Folgeerscheinung der Glättung, besonders bei Schreib- und Druckpapier. Auch für feinkörnige photographische Kopierpapiere, die durch ein besonderes Glättungsverfahren einen besonderen künstlerischen Effekt erzielen sollen, trifft dies zu. Denn man betrachtet ja derartige Bilder stets so, daß das störende Glanzlicht gerade nicht ins Auge gelangt. Der eigentliche primäre Zweck ist also auch hier, eine mechanisch möglichst glatte, mathematisch ebene Oberfläche zu gewinnen, damit die Zeichnung des Bildes bis ins kleinste Detail recht scharf herauskommt.

Auch in der Industrie der Anstrichmittel spielt der objektive Glanz eine praktisch sehr wichtige Rolle. Denn seine Abnahme bei Außenanstrichen ist in vielen Fällen der erste Vorbote einer beginnenden Oberflächenverrottung durch die chemischen und physikalisch-mechanischen Witterungseinflüsse oder auch bloß für das Einsetzen kolloider, nur auf die Wirkung der Zeit zurückzuführender „Alterungserscheinungen". Alle diese Veränderungen, mit denen eine Glanzabnahme verknüpft ist, bewirken gemeinsam eine Lockerung der mechanischen Gefügestruktur des Films und machen dadurch diesen und schließlich auch den Untergrund gegen chemische Angriffe leichter verwundbar.

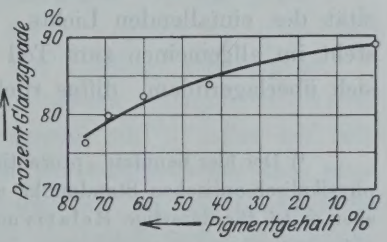


Abb. 1. Abhängigkeit des Glanzgrades eines Anstriches von seinem Pigmentgehalt.

Die genannten Umwandlungen betreffen gewöhnlich weniger den Farbkörper, als vielmehr in erster Linie das Bindemittel. Im Laufe der Zeit verschwindet dieses sogar infolge von Oxydationsvorgängen immer mehr; der Prozentgehalt des Anstrichfilms an Farbkörper steigt also allmählich — besonders stark in der äußersten Oberflächenschicht —, bis schließlich im Endstadium ein „Abkreiden" des Anstrichs bei der Berührung oder gelinder Reibung eintritt.

Das Bindemittel stellt nun auch zugleich den Hauptträger des Glanzes von Farbanstrichen dar. Ein mit einer bestimmten Ölfarbe ausgeführter Anstrich zeigt daher im allgemeinen einen um so höheren Glanzgrad, je größer sein Gehalt an Bindemittel im Verhältnis zu dem an Farbkörper ist.

Das obige Diagramm (Abb. 1), wofür die arithmetischen Mittelwerte von Spalte 6 und 7 der unten mitgeteilten Tab. 6 (S. 24) eingestellt wurden, zeigt beispielsweise

[1]) Vgl. z. B.: A. Klughardt, *Ztschr. f. techn. Physik* **8**, *S. 118. 1927.*

deutlich, in wie hohem Maße der prozentische Pigmentgehalt von Lithopone-Firnis-Anstrichen deren Glanzgrad beeinflußt[1]).

Infolge dieser doppelten Eigenschaft des Bindemittels, einerseits die schwächste Stelle des dispersen Systems, anderseits zugleich der Hauptsitz des Glanzes zu sein, bildet die Messung des Anfangsglanzes von Anstrichen und der Geschwindigkeit seines Absinkens im Laufe einer Prüfperiode ein wertvolles Hilfsmittel auf dem Gebiet der wissenschaftlichen Anstrich-Kurzprüfung. Denn es ist auf diesem Wege die Möglichkeit eines zahlenmäßigen Urteils über die Wetterbeständigkeit von Anstrichen und allgemein über die sich in ihnen abspielenden Alterungsvorgänge im weitesten Sinne des Wortes gegeben[2]).

Im folgenden soll untersucht werden, ob und wieweit die wichtigsten der bisher aufgestellten Glanzdefinitionen den vorstehend aufgestellten theoretischen und praktischen Forderungen gerecht zu werden vermögen.

Es soll im folgenden bedeuten:

I_a die Intensität des auffallenden Lichts,
I_r „ „ „ regelmäßig reflektierten Lichts,
I_d die in einer bestimmten Richtung gemessene Intensität des diffus reflektierten Lichts.

Die bisherigen mathematischen Definitionen für den Glanzgrad (G) bedienen sich in der Hauptsache dieser drei Größen oder doch zweier von ihnen[3]): I_r und I_d.

B. Die bisherigen Definitionen des Glanzes.

$$\text{Erste Definition: } G = \frac{I_r + I_d}{I_a} . \qquad 3)$$

Gemäß dieser Definition, die der relativen Bewertung der Reflexionsintensität durch Augenschein am nächsten liegt, mißt man die Stärke der gesamten Reflexion, den „Gesamtreflexionsgrad", d. h. die Intensität allen unter dem Reflexionswinkel vom Prüfling ausgehenden und vom Beobachter wahrgenommenen Lichts relativ zur Intensität des einfallenden Lichts. Das unter dem Reflexionswinkel reflektierte Licht besteht im allgemeinen zum Teil aus regelmäßig reflektiertem Licht (I_r), zum Teil aus sich überlagerndem diffus rückgestrahltem Licht (I_d).

[1]) Der hier benutzte „prozentische" Glanzgrad (vgl. unten S. 13, die Gleichung 9) ist zwar vom physikalisch-optischen Standpunkt aus nicht einwandfrei, wie im folgenden dargelegt werden wird, aber er ist für derartige Relativmessungen durchaus geeignet und zeigt deutlich, worauf es hier ankommt.

[2]) Derartige Untersuchungen (unter Benutzung eines Goerz-Glanzmessers) sind von dem einen von uns (K.) in den Jahresberichten IV (1924/25) und V (1926) der Chemisch-Techn. Reichsanstalt (S. 175—180 bzw. 211—233) beschrieben worden, ohne Kenntnis der anscheinend fast gleichzeitigen ähnlichen Versuche, die in Amerika von Nelson mit dem Ingersoll-Glanzmesser ausgeführt worden sind; H. A. Gardner, *Physical and Chemical Examination of Paints, Varnishes and Colors.* 2. Aufl. Washington, 1925. S. 77. — Vgl. auch E. Maass u. R. Kempf, *Korrosion und Metallschutz*, **3.** S. 103 u. 128. 1927.

[3]) Von einigen Seiten wurden Glanzmeßverfahren angegeben, die auf der Messung des Polarisationszustandes des rückgestrahlten Lichts beruhen; vgl. z. B.: K. Kieser, Die Messung des Glanzes photographischer Papiere. *Zeitschr. f. angew. Chemie* **32** *(Aufsatzteil). S. 357. 1919; Photogr. Korresp.* **56.** *S. 273. 1919.* — L. A. Ingersoll, *Journ. Opt. Soc. Amer.* **5.** *S. 213. 1921;* Amer. Patent 1225500 vom 8. 5. 1917. — Von der Besprechung dieser Verfahren wird hier abgesehen, da sie bereits von anderen Seiten eingehend kritisch beurteilt wurden; vgl. z. B. H. Schulz, Über Glanz und Glanzmessung, *Zeitschr. f. techn. Physik* **5.** *135. 1924.*

Dieses Verhältnis ist unabhängig von der absoluten Intensität des auffallenden Lichts. Man kann sehr vorteilhaft die Intensität des reflektierten Lichts, also des Glanzes, in Prozenten des einfallenden Lichts ausdrücken:

$$G = 100 \frac{I_r + I_d}{I_a} \%. \qquad 3a)$$

Die Grenzfälle bei dieser Definition sind einerseits durch eine absolut matte und absolut schwarze Oberfläche, andererseits durch eine absolut lichteindringungswidrige (metallische) und ideal spiegelnde Oberfläche gegeben. Der erste Fall ist praktisch durch eine Rußschicht verwirklicht, wo I_d und I_r beide verschwinden und darum der Glanz den Wert Null hat. Den zweiten Fall verwirklicht annäherungsweise ein Silberspiegel, wo bei $I_d = 0$ praktisch $I_r = I_a$ und deshalb G etwa 100% ist.

In diesen beiden Grenzfällen, deren gemeinsames Kennzeichen das Fehlen von diffuser Reflexion ist, würde also die strukturelle Oberflächenbeschaffenheit zahlenmäßig richtig wiedergegeben, nicht jedoch in allen übrigen Fällen.

So ist zunächst das Reflexionsvermögen von Einfluß, indem einer hochglanzpolierten Stahlfläche bei $I_d = 0$ und $\frac{I_r}{I_a} =$ ca. 54% auch nur der Glanzgrad 54% zukommt.

Betrachtet man ferner z. B. den Fall einer absolut matten, aber rein weißen Oberfläche, so bleibt zwar $I_r = 0$, aber infolge der großen diffusen Rückstrahlung nimmt I_d und somit auch das Verhältnis I_d/I_a, das hier den Glanzgrad charakterisiert, relativ hohe Werte an, obwohl eine der wesentlichen objektiven Bedingungen für das Zustandekommen von Glanz vollständig fehlt und demgemäß die Fläche völlig glanzlos erscheint. Der Grenzwert $G = 0\%$ ist bei Flächen von hoher Albedo eben überhaupt nicht erreichbar, auch wenn der Rauhigkeitsgrad noch so groß ist. Es werden also stets zu hohe Glanzgrade vorgetäuscht.

Durch entsprechende Überlegungen findet man Abhängigkeit des in Rede stehenden Glanzgrads von der Eigenfarbe des Prüfobjekts, also von der selektiven Lichtabsorption und Reflexion. Dies steht mit den oben aufgestellten Forderungen an eine praktisch einwandfreie Definition des Glanzes in unlösbarem Widerspruch.

Bedeutend schwerwiegender aber ist ein Mangel, der sich daraus ergibt, daß der Glanzgrad auch noch von der Lichtdurchlässigkeit des Prüflings abhängig ist.

Gehört die zu untersuchende Oberfläche z. B. einem nahezu vollkommen durchsichtigen Körper an, so ist eine Erreichung des Glanzgrades 100% selbst bei vollendetster Politur von vornherein illusorisch. Betrachten wir beispielsweise eine planparallele Glasplatte mit auspolierten Flächen, und nehmen wir an, das Glasmaterial sei so weitgehend durchlässig, daß kaum nennenswerte, praktisch völlig zu vernachlässigende Absorptionen im Glase selbst eintreten, legen wir ferner der Glasplatte den Brechungsquotienten $n = 1{,}5$ zu, so wird bei 45° Inzidenz des Lichtes unter dem Reflexionswinkel theoretisch eine Lichtmenge vom Betrage gleich $9{,}5\%$ des auffallenden Lichts — an der Vorderseite 5%, an der Rückseite $4{,}5\%$ — reflektiert. Diese Werte ergeben sich rechnerisch in bekannter Weise aus dem Brechungsquotienten (n) des Materials nach der allgemeinen Fresnelschen Formel:

$$\frac{I_r}{I_a} = \frac{1}{2}\left\{\frac{\sin^2(i - i')}{\sin^2(i + i')} + \frac{\operatorname{tg}^2(i - i')}{\operatorname{tg}^2(i - i')}\right\}, \qquad 4)$$

wo also für $n = 1{,}5$ und $i = 45^\circ$ der Winkel i' nach dem Brechungsgesetz den Wert $i' = 28^\circ 8'$ bekommt. Diese Formel ist auf die beiden Reflexionen an den Endflächen anzuwenden; die mehrfachen weiteren Reflexionen lassen sich wegen ihrer äußerst geringen

Einwirkung vernachlässigen. So werden also bei der ersten Reflexion an der vorderen Glasfläche $5\,\%$ reflektiert und $95\,\%$ dringen ein; von letzteren werden an der hinteren Fläche gleichfalls $5\,\%$, also in Wahrheit $5 \cdot 0{,}95\,\% = 4{,}75\,\%$ reflektiert: diese treffen wieder auf die vordere Glasfläche und werden zu $95\,\%$ durchgelassen, so daß also die Reflexion an der hinteren Glasfläche mit $4{,}75 \cdot 0{,}95\,\% = 4{,}51\,\%$ zu der ersten Reflexion beiträgt; damit ergibt sich eine Gesamtreflexion vom Betrage $9{,}51\,\%$ der auffallenden Intensität, also ein Glanzgrad $9{,}5\,\%$ nach obiger Definition. Mehr aber ist auch bei bester Politur nicht herauszuholen.

Ist der Prüfling nicht durchsichtig, sondern nur durchscheinend, wie es mehr oder weniger bei allen trüben Medien, z. B. bei Papier und bei Farbanstrichen, der Fall ist, wo der Lichtdurchgang nicht regelmäßig, sondern im wesentlichen diffus erfolgt, so ist das erreichbare Glanzmaximum ebenfalls praktisch und theoretisch begrenzt; es liegt unter sonst gleichen Bedingungen um so tiefer, je durchscheinender das Medium ist, da der Anteil des aus dem Inneren reflektierten Lichts um so mehr geschwächt und somit G um so kleiner wird, je größer die durchgelassene Lichtmenge ist. —

Aus dem Vorstehenden ist ersichtlich, daß die besprochene Definition nur für Flächen, an denen nahezu alles auffallende Licht reflektiert wird, wie etwa bei Silberflächen, deren Glanz bei Hochglanzpolitur, also für I_d nahezu gleich Null, wie bereits erwähnt, dem Wert $100\,\%$ nahekommt.

Die in Rede stehende Glanzdefinition genügt also wegen ihrer unzulässigen Abhängigkeit vom Reflexionsvermögen, von der Absorption und von der Lichtdurchlässigkeit in keiner Weise.

Es ist daher nötig, nach anderen Definitionen zu suchen, die allgemeiner anwendbar sind. —

$$\text{Zweite Definition: } G = 100\,\frac{I_r}{I_a}. \qquad 5)$$

Diese Definition, die von Wolski[1]) vorgeschlagen und als „absoluter Glanzgrad“ bezeichnet worden ist, stellt eigentlich nur einen Spezialfall von 3) dar, wenn $I_d = 0$ ist (siehe darüber Fußnote 2, S. 2), und teilt daher die meisten Schwächen mit der ersten Definition. Ist I_d größer als Null, so muß es neben $I_d + I_r$ besonders bestimmt und von dem letzteren Wert abgezogen werden.

Die Eigenfarbe der Fläche ist bei dieser Definition ausgeschaltet[2]) und damit ein irreleitender Faktor, der mit dem „objektiven“ Glanz nichts zu tun hat: eine weiße und eine schwarze Fläche von gleicher optischer Oberflächenbeschaffenheit ergeben im Einklange mit der theoretischen Forderung den gleichen Glanzgrad.

Aber dies ist nur unter der Voraussetzung der Fall, daß der Prüfling ideal deckt. Im entgegengesetzten Grenzfall der idealen Durchsichtigkeit, wie er z. B. bei einer planparallelen, vollkommen durchsichtigen Glasplatte gegeben ist, erhält man bestenfalls, d. h. bei spiegelglänzender Oberfläche, nur den Glanzgrad $9{,}5\,\%$ (unter den Bedingungen des oben angeführten Beispiels), während ein Glanzgrad von beinahe $100\,\%$ zu fordern wäre.

---

[1]) P. Wolski, Beitrag zur Normung von Prüfmethoden für Anstrichstoffe. Glanzmessung. *Korros. u. Metallschutz* **2**. *S. 262. 1926.*

[2]) Hierbei ist jedoch zu bedenken, daß in gewissen Fällen, z. B. bei einigen Metallen, infolge selektiver regelmäßiger Reflexion auch eine Färbung in diese Formel eingeht.

Dabei ist von einem zweiten Fehler ganz abgesehen, der darin liegt, daß auch an der Rückseite eine Reflexion stattfindet, die mitgemessen wird, obwohl sie für die oben genannten praktischen Zwecke der Messung der Oberflächenbeschaffenheit natürlich ausgeschaltet bleiben sollte.

Es handelt sich eben hier, ebenso wie bei der ersten Definition, nicht eigentlich um den Glanz, sondern um den Reflexionsgrad[1]) des Prüflings, den man zum Unterschiede von 3) als „reduzierten" Reflexionsgrad bezeichnen kann.

Um hier Abhilfe zu schaffen, könnte man in die Gleichung eine Materialkonstante einfügen, die das Reflexionsvermögen und die von der Art des Stoffes und der Schichtdicke abhängige Transparenz des Systems berücksichtigt, d. h. die eindringende Lichtenergie mit in Rechnung stellt:

$$G = 100 \frac{I_r}{I_a} \cdot k, \qquad 6)$$

wo

$$k = \frac{I_a}{I_{r(\max)}}.$$

Bei einer planparallelen, vollkommen durchsichtigen Glasplatte würde beispielsweise

$$k = \frac{100}{9{,}5} = 10{,}5_3.$$

Die Einführung des Faktors k bedeutet also, daß bei idealer Politur der Glanzgrad den Wert $100\,^0/_0$ erhält, wodurch klar zum Ausdruck gebracht wäre, daß die maximale Grenze der Politurfähigkeit oder Glättung des betreffenden Materials erreicht ist. Auf diese Weise erlangt der Glanzgrad eine leicht verständliche, praktische Bedeutung, während in dem angezogenen Beispiel der Glasplatte ein „absoluter Glanzgrad" von $9{,}5\,^0/_0$ praktisch wenig aussagt.

Für die experimentelle Bestimmung des Glanzes nach der in Rede stehenden Definition kommt noch der Nachteil hinzu, daß der Wert für I_d, der mit dem eigentlichen Glanz an sich nichts zu tun hat, festgestellt werden muß, was namentlich bei sehr dunklen und bei farbigen Oberflächen auf praktische Schwierigkeiten stößt. —

$$\text{Dritte Definiton: } G = \frac{I_r + I_d}{I_d} \qquad 7)$$

und in mathematisch wesensverwandten Formen:

$$G = \frac{I_r}{I_d}\ ^2) \qquad 8)$$

$$G = 100 \frac{I_r}{I_r + I_d} \text{ („prozentischer Glanzgrad")}\ ^3) \qquad 9)$$

$$G = \frac{I_r + I_d}{I_d} - R\ ^4). \qquad 10)$$

Nach allen diesen Definitionen wird im wesentlichen die Intensität des regelmäßig reflektierten Lichts zu derjenigen des diffus zurückgestrahlten Lichts in Beziehung

---

[1]) Vgl. E. Liebenthal, a. a. O. S. 16.

[2]) Hans Schulz, a. a. O. — Siehe auch: H. Schulz, Wie entsteht der Eindruck des Glanzes? *Opt. Rundschau* **17.** *S. 3. 1926.*

[3]) R. Kempf, Jahresber. IV d. Chem.-Techn. Reichsanst. 1924/25, S. 170 ff. — Derselbe, Jahresber. V, 1926, S. 248.

[4]) A. Klughardt, *Zeitschr. f. techn. Physik* **8.** *S. 109. 1927.*

gesetzt. Diesem Prinzip liegt die Konstruktion einiger bekannter Glanzmesser des Handels zugrunde[1]).

In diesen Apparaten wird ein gerichtetes Lichtbündel unter bestimmtem Winkel auf die zu bewertende Fläche geschickt und einerseits das unter dem Reflexionswinkel ausgesandte Licht, andererseits das unter einem festgelegten anderen Winkel zurückgeworfene Licht photometrisch verglichen. Dazu wird durch einen Graukeil das in der Reflexionsrichtung zurückstrahlende Licht meßbar so weit abgeschwächt, bis Gleichheit mit der diffusen Rückstrahlung erreicht ist. Aus den Ablesungen am Graukeil, der vorher geeicht ist, kann der Glanz der Fläche hergeleitet werden.

Um über die praktische Auswirkung der oben mitgeteilten Formeln 7) bis 10) Klarheit zu gewinnen, ist es zweckmäßig, die auftretenden Grenzfälle zu diskutieren: ideale Spiegelung ($I_d = 0$, also $I_r + I_d = I_r$) und ideale Diffusität ($I_r = 0$, also $I_r + I_d = I_d$) sowie einen mittleren Glanz, etwa $I_r = I_d$. Hierüber unterrichtet die folgende Tabelle 1.

Tabelle 1. Ausgezeichnete Werte des Glanzgrades für die verschiedenen Definitionen vom Typus $\frac{I_r + I_d}{I_d}$.

1	2	3	4	5
Bezeichnung	Merkmal	$\frac{I_r + I_d}{I_d}$	$\frac{I_r}{I_d}$	$100\,\frac{I_r}{I_r + I_d}$
Matt	$I_r = 0$	1	0	0 %
Halbmatt	$I_r = I_d$	2	1	50 %
Glänzend.....	$I_d = 0$	∞	∞	100 %

Hiernach ergibt sich für den prozentischen Glanzgrad (Spalte 5 der Tabelle) der praktische Vorteil, daß idealer Spiegelung nicht das schwer vorstellbare Unendlich, sondern 100 % entspricht, und daß sämtliche Glanzstufen zwischen 0 und 100 % in günstiger Verteilung liegen.

Wie stellen sich aber nun diese Arten der Glanzdefinition im Lichte der oben ausgesprochenen Forderung dar, die an eine rationelle Glanzmeßmethode gestellt werden müssen?

Zur Beantwortung dieser Frage betrachten wir zwei Flächen A und B von genau gleichem optischen Rauhigkeitsgrade, die identisches Reflexionsvermögen zeigen, die also in den ihnen zukommenden Werten von I_r/I_a vollkommen übereinstimmen. Dagegen mögen sich die diffusen Rückstrahlungsvermögen von A und B wie 1:10 verhalten, etwa entsprechend einem dunklen Papier A und einem hellen Papier B. Man hat sich nur vorzustellen, daß von dem dunklen Papier deshalb weniger diffuses Licht zurückgesandt wird, weil ein größerer Bruchteil des in das Papierinnere eindringenden Lichts absorbiert wird als in dem hellen Papier, und zwar auf Kosten der inneren diffusen Rückstrahlung. Dann ergeben die in Rede stehenden Glanzdefinitionen rechnerisch durchaus nicht gleiche Glanzgrade, wie aus der Gleichheit der Flächenrauhigkeit von A und B zu fordern wäre, sondern sie fallen ganz verschieden aus, wie die folgende Tabelle 2 zeigt:

[1]) Vgl. Hans Schulz, a. a. O. — W. Ewald und H. Schulz, Neues über Glanzmessungen. *Der Papierfabrikant* **25**. *S. 1. 1927.*

Tabelle 2.
Glanzgradverhältnisse zweier Flächen von gleichem optischen Rauhigkeitsgrade.

Flächen	Charakter der Flächen	Angenommene Reflexionsverhältn. $I_{rA} : I_{rB}$	Angenommene Reflexionsverhältn. $I_{dA} : I_{dB}$	Glanzgradverhältnisse für $\frac{I_r + I_d}{I_d}$	Glanzgradverhältnisse für $\frac{I_r}{I_d}$	Glanzgradverhältnisse für $100\,\frac{I_r}{I_r + I_d}$
$A : B$	dunkel : hell	1 : 1	1 : 10	1,8 : 1	10 : 1	5,6 : 1

Wie ersichtlich, berechnen sich trotz gleicher Rauhigkeit statt gleicher Glanzgrade wesentlich höhere bei der dunklen als bei der hellen Fläche.

Die Richtigkeit dieser theoretischen Überlegungen wurde durch Versuche mit dem Goerz-Glanzmesser aufs Beste bestätigt.

Es zeigte sich beispielsweise die überraschende Tatsache, daß das nach Augenschein fast glanzlose photographische Einschlagpapier einen höheren Glanzgrad nach jeder der in Rede stehenden Definitionen ergab, als ein durch Härten und Aufquetschen in bekannter Weise hochglänzend gemachtes photographisches Gelatine-Kopierpapier und sogar als weißes spiegelglänzendes Porzellan. Drastischer kann schwerlich die Unhaltbarkeit der Definition in praktischem Sinne zum Ausdruck gebracht werden.

Man könnte nun der Ansicht zuneigen, daß diese die Wirklichkeit geradezu auf den Kopf stellende Unstimmigkeit bei Relativmessungen des Glanzes, wie z. B. bei der Prüfung von Anstrichen auf Wetterbeständigkeit nach der oben erwähnten Methode, ohne wesentlichen Belang sei. Dies trifft auch zweifellos z. T. zu, vorausgesetzt, daß mit der Änderung des Glanzes nicht zugleich eine solche des Farbtons verbunden ist. Aber es treten anderseits hier neue Komplikationen auf, die bei den Glanzmessungen zu beachten sind; sie sollen im folgenden dargelegt werden.

Die Intensität der diffusen Rückstrahlung ist bei durchscheinenden — genauer präzisiert: nicht deckenden — Schichten trüber Medien, wie sie z. B. bei Papier und Farbanstrichen den gewöhnlichen Fall bilden, abhängig von den optischen Eigenschaften der Unterlage, auf der sich die Schicht des Prüflings befindet. Denn es ist natürlich in diesen Fällen, die praktisch gerade die große Mehrzahl bilden, durchaus nicht gleichgültig, ob die Unterlage alles auf sie fallende Licht verschluckt oder einen mehr oder weniger großen Teil davon diffus zurückstrahlt: im ersteren Fall, also praktisch bei vollkommen schwarzem Untergrunde, wird nur aus dem Prüfling selbst Licht reflektiert, während im anderen Fall, also bei praktisch vollkommen weißem Untergrunde, das von diesem reflektierte Licht noch einmal, nun in umgekehrter Richtung, die Schicht durchwandert, und sich, soweit es nicht von dieser absorbiert wird, zu dem übrigen, primär reflektierten Licht hinzuaddiert.

Die Differenz der beiden so auf schwarzer und weißer Unterlage erhaltenen Werte wird offenbar — ceteris paribus — um so größer sein, je lichtdurchlässiger, also je weniger deckfähig, die Schicht des Prüflings ist.

Da die Intensität des diffusen Reflexionsvermögens (I_d) in die in Rede stehenden Formeln der Glanzdefinition eingeht (vgl. die Gleichungen 7—10), so ist es ohne weiteres klar, daß auch die hierauf gegründeten Glanzmessungen an durchscheinenden Schichten je nach den optischen Eigenschaften der gewählten Unterlage verschieden ausfallen müssen. Man wird an einem bestimmten Objekt um so höhere Glanzgrade messen, einerseits je durchscheinender die Schicht des Prüflings, andererseits je vollkommener das Lichtabsorptionsvermögen der Unterlage ist.

Infolgedessen bildet die Differenz der auf weißem und schwarzem Untergrunde

gefundenen Glanzgrade ein und desselben Gegenstandes in gewissem Sinne[1]) unter sonst gleichen Umständen geradezu ein Maß für das optische Deckvermögen der Schicht.

Im folgenden praktischen Teil dieses Aufsatzes werden einige mit trüben Medien ausgeführte Versuchsreihen, die das Gesagte klar stellen und experimentell belegen, mitgeteilt werden.

Hiermit dürfte zur Genüge erwiesen sein, daß die in Rede stehende Glanzmeßmethode den praktischen Anforderungen keineswegs standhält. Es sei nur erwähnt, daß Glanzmessungen beispielsweise an weißen Anstrichen, wenn deren Albedo sich infolge von Lichtwirkung oder Verschmutzung durch Ruß oder Staub verringert hat, höhere Werte ergeben müssen, ohne daß sich in Wirklichkeit die Stärke der regelmäßigen Reflexion, also auch der objektive Glanzgrad in geringsten geändert zu haben braucht.

Allerdings trägt andererseits die Definition den physiologischen Verhältnissen insofern Rechnung, als sie der Auffassung des Glanzes als kontrasttheoretischen Phänomens — wenigstens qualitativ in gewisser Annäherung an die tatsächlichen Verhältnisse — gerecht wird. Denn da sie bei gleichem Reflexionsvermögen einer dunklen und einer hellen Oberfläche für jene einen höheren Glanzgrad ergibt, als für diese, befindet sie sich in gewisser Übereinstimmung mit dem Empfinden des menschlichen Auges, das ebenfalls geneigt ist, ein und dieselbe objektive Glanzstärke auf dunkler Fläche höher zu beurteilen und zu bewerten, als auf weißer Fläche, auf der sich ja die Glanzlichter wesentlich weniger markant abheben, als auf dunkler. Man bezeichnet aus diesem Grunde diese Glanzdefinition vielleicht zweckmäßig als die „subjektive" und die nach ihr erhaltenen Meßergebnisse als „Kontrast-Glanzgrade".

Um die Definition aber in der erwähnten Hinsicht quantitativ zutreffender zu gestalten, müßte des psycho-physischen Grundgesetzes von Weber-Fechner Rechnung getragen werden, wonach die Empfindung um gleiche Stufen (in arithmetischer Reihe) wächst, wenn der Reiz oder die auf das menschliche Organ wirkende Energie in gleichem Verhältnis (also in geometrischer Reihe) zunimmt.

Unter Berücksichtigung dieses Umstandes dürfte der mathematische Ausdruck für einen „physiologisch definierten Kontrast-Glanzgrad" kaum mit besserer Annäherung zu erfassen sein, als durch die Formel:

$$G = \log \cdot \frac{I_r + I_d}{I_d} \qquad 11)$$

C. Praktischer Teil.

Glanzmessungen an durchscheinenden trüben Medien.

Im folgenden werden Versuche beschrieben, die beweisen, daß bei der Bestimmung des prozentischen Glanzgrades[2]) an lichtdurchlässigen Objekten das optische Verhalten des Untergrundes eine maßgebende Rolle spielt[3]).

---

[1]) Die Differenz ist außer vom Deckvermögen auch z. B. vom Glanzgrade abhängig; je größer dieser, also auch I_r ist, um so stärker beeinflußt aus leicht ersichtlichen Gründen das optische Verhalten des Untergrundes, das nur den Wert für I_d, nicht den für I_r verschiebt, die erhaltene Glanzgrad-Differenz, so daß sich also ceteris paribus bei größerem Glanz eine geringere Deckfähigkeit ergeben würde.

[2]) $G = 100 \frac{I_r}{I_r + I_d}$; vgl. oben, S. 13, Gl. 9).

[3]) Die Messungen wurden mit dem Glanzmesser der Firma C. P. Goerz, A.-G., Berlin-Zehlendorf, ausgeführt; vgl. Hans Schulz, Über Glanz und Glanzmessung, *Zeitschr. f. techn. Physik* **5**. *S. 135. 1924.* — Siehe auch die Jahresberichte der Chem.-Techn. Reichsanstalt IV (1924/25), *S. 170—180;* V (1926), *S. 211, 216—221, 227—230, 247.*

Zunächst wurden Glanzmessungen an gewöhnlichen mattierten Glasscheiben (von grauweißem Farbton) ausgeführt, so zwar, daß sie in einer Lage, dann bis zu zehn Platten übereinander untersucht wurden, wobei abwechselnd weißes Titandioxyd-Gelatinepapier eigener Herstellung und schwarzes photographisches Einschlagpapier dem Prüfling unterlegt wurde. Die Ergebnisse sind sowohl tabellarisch als auch graphisch zusammengestellt (vgl. Tab. 3 und die Kurventafeln Abb. 2—5).

Tabelle 3. Ergebnisse der Glanzmessungen an Mattglasscheiben auf weißem und schwarzem Untergrunde bei verschiedener Zahl der aufeinander gelegten Scheiben.

1.	2.	3.	4.	5.
Lagenzahl	Prozentische Glanzgrade bei Messung auf		Arith. Mittel aus 2. und 3.	Differenz 2.—3.
	schwarz	weiß		
1	89,6	63,1	76,3	26,5
2	89,0	74,4	81,7	14,6
3	87,5	80,5	84,0	7,0
4	86,9	81,7	84,3	5,2
5	86,0	83,3	84,6	2,7
6	85,7	84,2	84,9	1,5
7	85,6	84,5	85,0	1,1
8	85,6	84,9	85,2	0,7
9	85,3	84,6	84,9	0,7
10	85,0	85,0	85,0	0,0

Es treten die folgenden Tatsachen hervor:

1. Die prozentischen Glanzgrade nehmen — von einigen Schwankungen abgesehen, die durch die Meßfehler bedingt sind, — mit der Lagenzahl 1—10 auf weißer Unter-

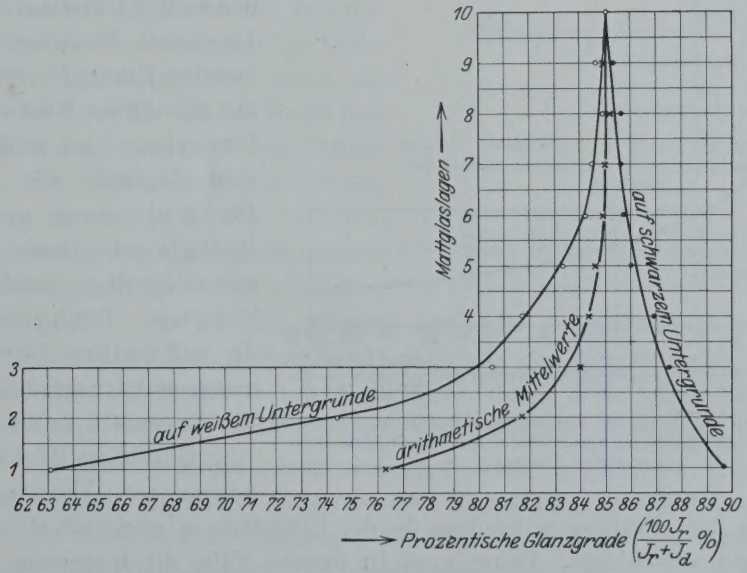


Abb. 2. Prozentische Glanzgrade der mattierten Seite von Mattglasscheiben auf schwarzem und weißem Untergrunde bei verschiedener Anzahl der aufeinander geschichteten Mattglasscheiben.

lage im allgemeinen ständig zu, auf schwarzer Unterlage ständig ab, um bei 10 Lagen (praktisch schon bei 7—8 Lagen) den gleichen Wert von 85 proz. Glanzgraden zu erreichen (Abb. 2).

2. Die jeweiligen arithmetischen Mittelwerte der zusammengehörigen Glanzgradpaare bei gleicher Lagenzahl auf weißer und schwarzer Unterlage zeigen einen Gang im Sinne steigender Glanzgrade mit steigender Lagenzahl (Abb. 2).

3. Die Kurve der auf schwarzer Unterlage gemessenen Glanzgrade bildet anscheinend eine logarithmische Funktion der übereinandergelegten Mattglasscheiben, während die Kurven der auf weißer Unterlage gemessenen Glanzgrade und der arithmetischen Mittelwerte, wenn man sie auf Logarithmenpapier aufträgt, noch schwach gekrümmt bleiben (Abb. 3).

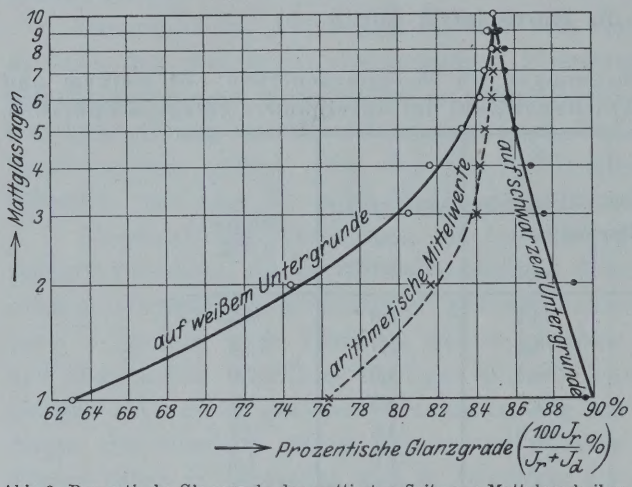


Abb. 3. Prozentische Glanzgrade der mattierten Seite von Mattglasscheiben auf schwarzem und weißem Untergrunde in Beziehung zum Logarithmus der Anzahl der aufeinander geschichteten Mattglasscheiben.

4. Die Differenzen der zusammengehörigen Glanzgradpaare sinken mit der Lagenzahl 1—10 von 26,5 Glanzgraden bis auf 0; sie sind jedoch schon bei 7 Lagen so gering, daß sie innerhalb der Versuchsfehler liegen (Abb. 4).

5. Die Kurve zwischen dem Logarithmus der Glanzgrad-Differenzen und der Zahl der Glasplatten verläuft im wesentlichen geradlinig (Abb. 5, Kurve A_1 [und A_2]).

Zu Punkt 1. — Die den Glanzgrad beeinflussende Intensität der diffusen Rückstrahlung auf weißer Unterlage setzt sich, solange die Deckung noch nicht vollständig ist, zusammen aus derjenigen der Mattglasscheibe und derjenigen der weißen Unterlage. Bei geringer Lagenzahl überwiegt als bestimmender Faktor für das Meßergebnis die diffuse Rückstrahlung der Unterlage, bei größerer Lagenzahl dagegen mit wachsendem Deckgrad immer mehr die des Mattglases; diese letztere ist nun viel geringer als die der weißen Unterlage. Infolgedessen müssen die auf weißem Untergrunde gemessenen Glanzgrade mit steigender Lagenzahl zunehmen.

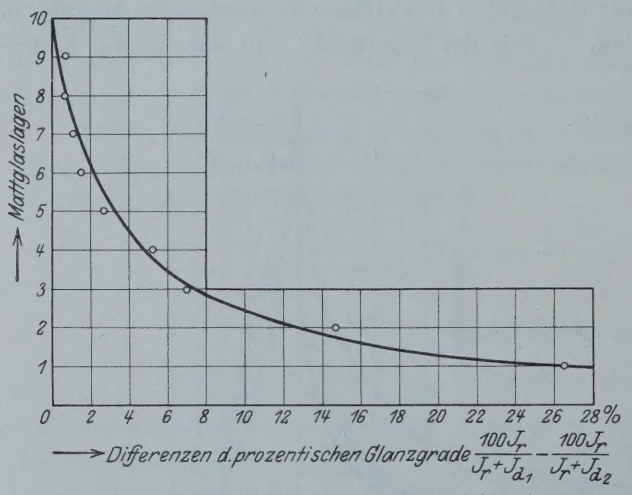


Abb. 4. Differenzen der Glanzgrade von Mattglasscheiben auf schwarzem und weißem Untergrunde bei verschiedener Zahl der aufeinander geschichteten Scheiben.

Die diffuse Rückstrahlung auf schwarzer Unterlage dagegen rührt nur von dem Prüfling selbst her, da die Unterlage ja praktisch alles auf sie gelangende Licht verschluckt. Daher muß in diesem Falle die Intensität der diffusen Rückstrahlung bis zu einer gewissen Grenze, die durch die Lichtdurchlässigkeit der Schichten gegeben ist, mit der Lagenzahl zu- und infolgedessen der Glanzgrad abnehmen.

Bei derjenigen Lagenzahl endlich, bei der weder die Rückstrahlung der weißen, noch die Absorption der schwarzen Unterlage bei der Aufsicht einen erkennbaren Unterschied der Albedo (I_d) des Prüflings zu bewirken vermag, d. h. in dem Augenblick

der eben erreichten vollen Deckung, müssen natürlich auch die Glanzmessungen unabhängig von den optischen Eigenschaften des Untergrundes werden und daher bei schwarzer und weißer Unterlage denselben Wert für den Glanzgrad ergeben.

Zu Punkt 2. — Denkt man sich das Schwarz und das Weiß der beiden Unterlagen gleichmäßig vermischt, so würde man eine Graustufe erhalten, die — auf der Unterlage verwendet — ungefähr das arithmetische Mittel der bei den verschiedenen Glaslagen erhaltenen Glanzgradpaare ergeben müßte. Bei Häufung der Schichten wirkt nun offenbar die Lichtabsorption des Mattglases selbst etwas stärker, als dieser Graustufe entspricht; und es ist daher der Gang der arithmetischen Mittel im Sinne steigender Glanzgrade verständlich.

Würde in einem bestimmten Fall das Prüfmaterial genau die gleiche Eigenfarbe haben, die dieser Graustufe entspricht, so würden die arithmetischen Mittelwerte der Glanzgradpaare bei jeder beliebigen, also auch schon bei einer Lagenzahl den bei unendlich großer Schichtenzahl erhaltbaren Glanzgrad ergeben.

Zu Punkt 3. — Zur Erklärung des angegebenen Versuchsergebnisses ist die Tatsache heranzuziehen, daß das Licht jede Schicht zweimal durchwandert, wobei jedesmal eine Lichtschwächung um den gleichen Bruchteil eintritt. Nach dem Absorptionsgesetz (Lambert 1760) nimmt die durchgelassene Lichtmenge in geometrischer Reihe (nach gleichen Quotienten) ab, wenn die Schichtdicke in arithmetischer Reihe (um gleiche Summanden) zunimmt. Die Schwächung bzw. die Verstärkung der diffusen Rückstrahlung und somit die Zu- bzw. Abnahme der prozentischen Glanzgrade scheint nach einem ähnlichen Gesetz zu verlaufen.

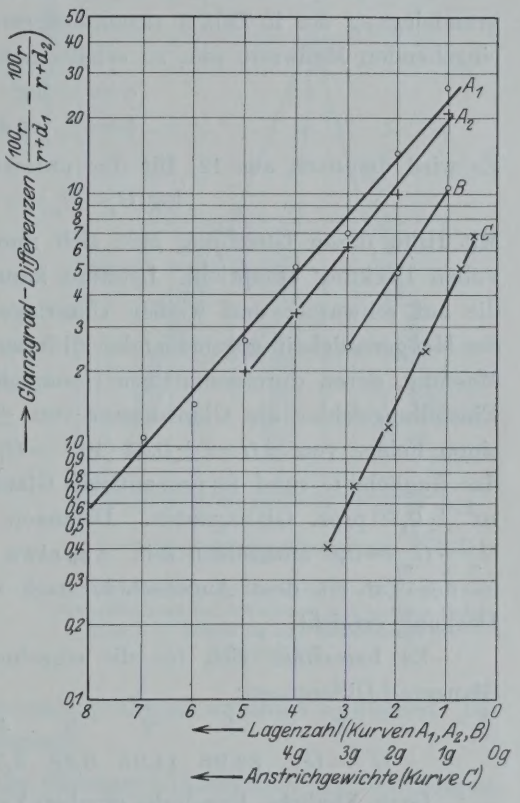


Abb. 5. Differenzen der Glanzgrade trüber Medien auf schwarzem und weißem Untergrunde bei verschiedener Schichtdicke.

Kurve A_1: } Mattglasscheiben
Kurve A_2: } (zwei verschiedene Sorten),
Kurve B: Transparentpapier,
Kurve C: Zinkweiß-Cellonlackanstriche.

Zu Punkt 4. — Es ist also offenbar mit etwa 7 Glasschichten volle Deckung erreicht — dem Augenschein entsprechend; denn wie der Versuch ergab, ist die Grenzlinie zwischen einer schwarzen und weißen Fläche durch 6 Mattglasscheiben hindurch noch eben, durch 7 dagegen nicht mehr mit Sicherheit dem bloßen Auge erkennbar. —

Zu Punkt 5. — Wie der experimentelle Befund an mehreren Lagen von Mattgläsern zeigt, verläuft die Kurve zwischen dem Logarithmus der Glanzgrad-Differenzen auf schwarz und weiß und der Lagenzahl des Prüflings geradlinig (analog verhielten sich Pauspapier und Weißlackanstriche verschiedener Schichtdicke; siehe weiter unten). Dieser Befund, der sich aus der nahen Beziehung erklärt, in der diese Art der Glanzmessung zum Deckgrad trüber Medien[1]) steht, wird daher durch die folgende mathematische Gleichung dargestellt:

[1]) Hierüber wird von dem Einen von uns (K.) in einer besonderen Arbeit berichtet werden.

$$\log (G_s - G_w) = aZ + b, \qquad 12)$$

wo G_s und G_w die prozentischen Glanzgrade auf schwarzer bzw. weißer Unterlage,
Z die Lagenzahl des Prüflings,
a und b Konstanten bedeuten.

Von diesen letzteren ist a der Differentialquotient $\frac{d \log (G_s - G_w)}{dZ}$, b der $\log (G_s - G_w)$ bei $Z = 0$[1]). Wertet man diese Konstanten für das Beispiel der Mattgläser unter Zugrundelegung der in Tab. 3 zusammengestellten und in Kurve A_1 des Schaubilds (Abb. 5) eingehenden Meßwerte aus, so erhält man:

$$a = -\log 1{,}8 = -0{,}255$$
$$b = \log 40{,}0 = 1{,}602.$$

Es wird demnach aus 12) für das untersuchte Mattglas:

$$\log (G_s - G_w) = -0{,}255\, Z + 1{,}602. \qquad 13)$$

Mit Hilfe dieser Gleichung läßt sich nun die Glanzgrad-Differenz berechnen, die der vollen Deckung entspricht. Letztere kann dann als erreicht angesehen werden, wenn die auf schwarzer und weißer Unterlage gemessenen Glanzgrade nur noch innerhalb der Meßgenauigkeit gegeneinander differieren. Die Glanzmessung ist eine photometrische Messung, deren durchschnittliche Genauigkeit mit rund 2% angesetzt werden darf. Ein Einstellungsfehler am Glanzmesser von $\pm$ 2% bedeutet, auf Glanzgrade umgerechnet, einen Fehler von $\Delta G = \pm 0{,}02\,(100 - G)$. Da im angeführten Beispiel der Mattgläser das fragliche G rund 85 prozentische Glanzgrade beträgt, berechnet sich also dafür ΔG zu $\pm$ 0,30 proz. Glanzgraden. Demnach wird die volle Deckung bei der Differenz $G_s - G_w = 0{,}6$ anzusetzen sein, was etwa 7—8 Lagen Mattglas entsprechen würde. Und in der Tat ist dem Augenschein nach oberhalb 7 Lagen (siehe oben) bereits volle Deckung erreicht.

Es berechnen sich für die einzelnen Lagen nach obiger Gl. 13) die folgenden Glanzgrad-Differenzen:

Z	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
$G_s - G_w$	26,96	14,95	8,28	4,56	2,50	1,36	0,71	0,36	0,17	0,06

Ganz ähnliche Resultate ergaben Versuche, die mit einer anderen Sorte Mattglas, das sich als etwas weniger lichtdurchlässig erwies, angestellt wurden (vgl. Abb. 5, Kurve A_2). —

Tabelle 4. Ergebnisse der Glanzmessung an Pauspapier auf weißem und schwarzem Untergrunde bei verschiedener Schichtenzahl.

1.	2.	3.	4.	5.
Zahl der Schichten	Prozent. Glanzgrade auf		Arith. Mittel aus 2. und 3.	Differenz 2.—3.
	schwarz	weiß		
1	90,0	79,3	84,6	10,7
2	87,6	82,7	85,1	4,9
3	86,5	84,0	85,2	2,5
4	85,6	85,5	85,5	0,1
5	86,2	86,2	86,2	0,0
6	86,0	85,9	85,9	0,1

[1]) So verstanden, als ob die schwarze und weiße Unterlage mit einer unendlich dünnen Haut des Prüflings überzogen wären. Der Wert $\log (G_s - G_w)$ ist für $Z = 0$ nur durch Extrapolation zu erhalten, nicht durch Glanzmessungen der Unterlagen.

Eine weitere Versuchsreihe, die in gleicher Weise mit gewöhnlichem (merklich glänzendem) Pauspapier angestellt wurde, führte in allen wesentlichen Punkten zu analogen Ergebnissen, die in der Tab. 4 und den beifolgenden Kurventafeln (Abb. 6 und 7) zusammengestellt sind.

Die Glanzgrade auf schwarzem und weißem Untergrunde erreichten aber hier bereits bei 4 Lagen, wo also schon volle Deckung eingetreten ist, nahezu den gleichen Wert (86 proz.

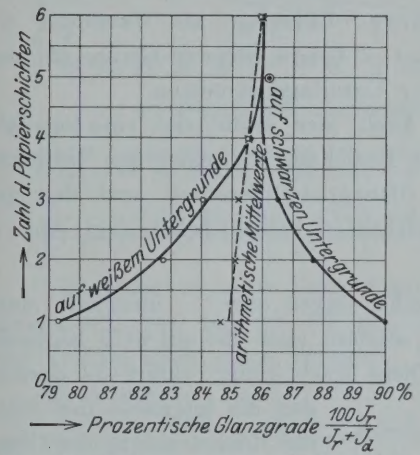


Abb. 6. Glanzgrade von Pauspapier in verschiedener Lagenzahl auf schwarzem und weißem Untergrunde.

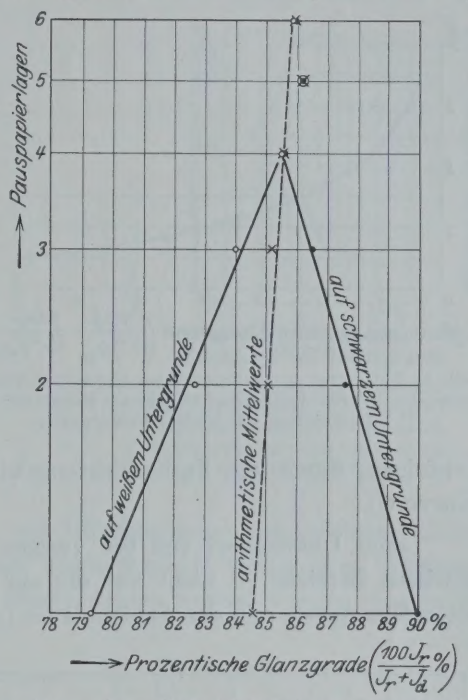


Abb. 7. Prozentische Glanzgrade von Transparentpapierschichten auf schwarzem und weißem Untergrunde in Beziehung zum Logarithmus der Papierlagen.

Glanzgrade), um dann auch bei größerer Lagenzahl praktisch konstant zu bleiben. Die maximale Glanzgrad-Differenz betrug 11 Glanzgrade.

Die Kurve zwischen dem Logarithmus der Glanzgrad-Differenzen und der Lagenzahl verläuft auch hier in dem dargestellten Bereich geradlinig (vgl. Abb. 5, Kurve *B*). —

Weitere Versuchsreihen wurden mit weißen Farbschichten, die auf mattierte Glasscheiben vom Format 13 × 18 cm aufgetragen waren, ausgeführt. Zunächst diente dazu Zinkweiß-Cellonlack, der auf die Scheiben in verschiedener Schichtdicke aufgespritzt wurde.

Tabelle 5. Ergebnisse von Glanzmessungen an Zinkweiß-Cellonlack-Anstrichen von verschiedener Schichtdicke auf Glasplatten bei schwarzem und weißem Untergrunde:

1.	2.	3.	4.	5.	6.
Lfd. Nr.	Anstrichgewicht nach d. Trocknen g	Prozentische Glanzgrade auf		Arithm. Mittel von 3. und 4.	Differenz 3.—4.
		schwarz	weiß		
1	0,50	44,8	38,0	41,4	6,8
2	0,76	35,6	30,6	33,1	5,0
3	1,43	31,0	28,6	29,8	2,4
4	2,18	24,2	23,0	23,6	1,2
5	2,84	28,2	27,5	27,9	0,7
6	3,36	29,0	28,6	28,8	0,4

Die Gewichte der Farbschichten (nach wochenlangem Trocknen bis zur Gewichtskonstanz; vgl. unten die Abb. 9) und die Ergebnisse der Glanzmessungen sind tabellarisch und graphisch (vgl. Tab. 5 und die Kurventafeln Abb. 8—11) zusammengestellt.

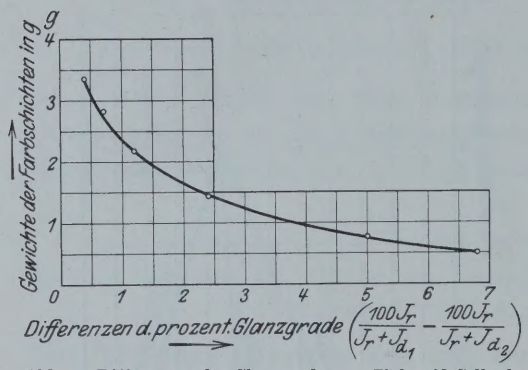


Abb. 8. Differenzen der Glanzgrade von Zinkweiß-Cellonlack-Anstrichen in verschiedener Schichtdicke auf Mattglasscheiben bei schwarzem und weißem Untergrunde.

Auch in diesem Fall ergibt sich deutlich eine um so größere Differenz der zusammengehörigen Glanzgradpaare, je geringer das Gewicht des Anstriches, also auch seine mittlere Schichtdicke und mithin seine Deckfähigkeit ist (Abb. 8). Bei nur 0,5 g Anstrichgewicht wurde auf schwarzer Unterlage als Maximum ein um fast 7 Grade höherer Glanz, als auf weißer Unterlage gemessen.

Auch hier ergibt sich eine logarithmische Beziehung zwischen den beobachteten Glanzgrad-Differenzen und den zugehörigen, durch die Farbschichtengewichte ausgedrückten Schichtdicken (vgl. Abb. 5, Kurve *C*).

Zum Unterschied von der vorigen Versuchsreihe sinken aber — innerhalb eines gewissen Bereichs — nicht nur die auf schwarz, sondern auch die auf weiß beobachteten Glanzgrade mit der Schichtdicke (Abb. 10). Diese Erscheinung erklärt sich daraus, daß die Intensität der diffusen Rückstrahlung der Oberfläche der leeren Mattglasscheibe nicht unwesentlich geringer ist, als die der weißen Cellonlack-Schicht. Aus diesem Grunde sinken die Glanzgrade mit wachsender Schichtdicke sowohl auf schwarzer wie auf weißer Unterlage.

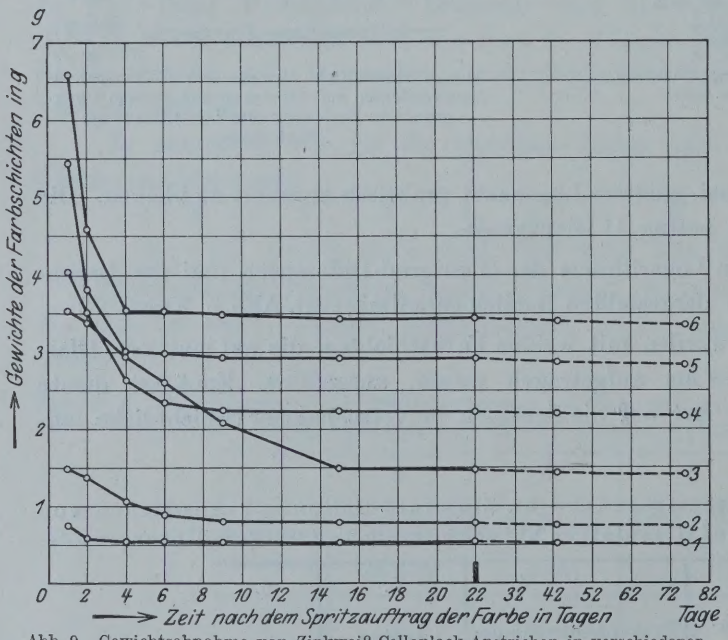


Abb. 9. Gewichtsabnahme von Zinkweiß-Cellonlack-Anstrichen in verschiedener Schichtdicke im Laufe der Zeit.

Hiermit steht im Zusammenhang, daß die arithmetischen Mittelwerte der paarweise zusammengehörigen Glanzgrade mit den Anstrichgewichten zunächst stark abnehmen (Abb. 11).

Die Erklärung für die am Schluß wieder erfolgende Zunahme dürfte vielleicht darin zu sehen sein, daß bei großer Schichtdicke ein Absinken der Pigmentteilchen in dem dispersen System während seiner verhältnismäßig langen Erstarrungsdauer erfolgt war, wodurch eine Verarmung der Oberfläche des Films an Pigment und somit eine Glanzerhöhung eintreten mußte.

Daß trotz der verhältnismäßig sehr raschen Erhärtung der Cellonlackanstriche recht beträchtliche Zeiten nötig sind, bis die Farbanstriche praktisch gewichtkonstant

sind — und zwar im allgemeinen um so längere Zeiten, je größer die Schichtdicke ist, — erhellt aus der Kurventafel Abb. 9. —

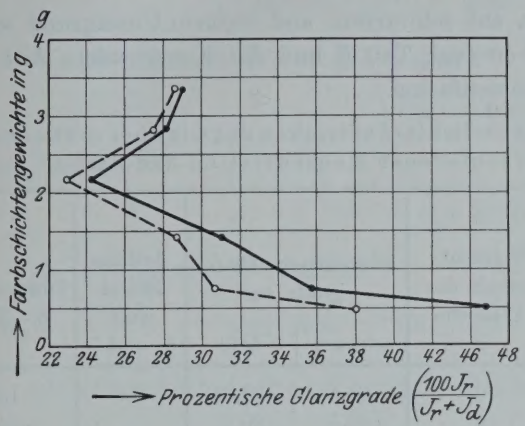


Abb. 10. Glanzgrade von Zinkweiß-Cellonlack-Anstrichen in verschiedener Schichtdicke auf schwarzer und weißer Unterlage.
○– – – –○ Glanzgrade auf weißem Untergrund.
○————○ Glanzgrade auf schwarzem Untergrunde.

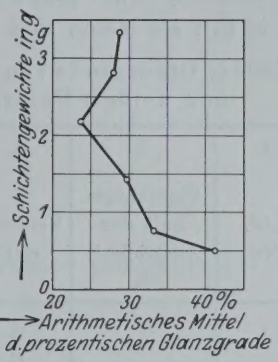


Abb. 11. Arithmetische Mittelwerte der Glanzgradpaare auf schwarzer und weißer Unterlage bei Zinkweiß-Cellonlack-Anstrichen von verschiedener Schichtdicke.

Zu einer weiteren Versuchsreihe diente mit Ölfarbenfirnis[1]) angeriebene Lithoponefarbe[2]) mit 10, 20, 30, 40, 50 Gew.-Proz. Pigmentgehalt, ferner zum Vergleich das Vehikel allein ohne Pigment. Mit jedem dieser Anstrichmittel wurden je 2 mat-

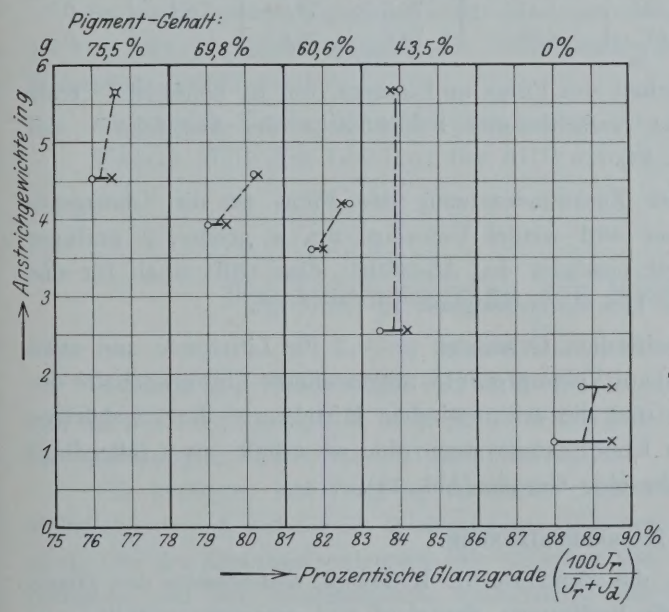


Abb. 12. Glanzgrade von Lithopone-Anstrichen verschiedener Zusammensetzung und verschiedener Schichtdicke auf schwarzer und weißer Unterlage.
× Glanzgrad auf schwarzer Unterlage.
○ Glanzgrad auf weißer Unterlage.

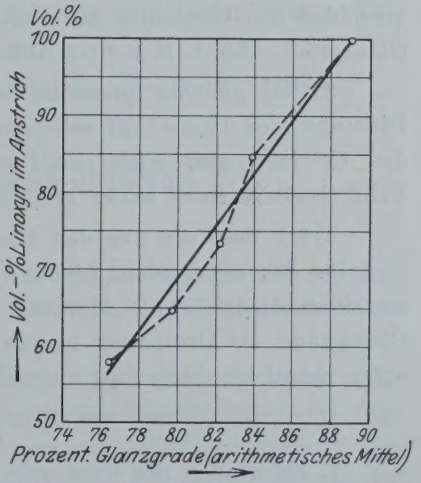


Abb. 13. Arithmetische Mittelwerte der Glanzgrade von verschieden zusammengesetzten Lithopone-Firniß-Anstrichen in ihrer Abhängigkeit von deren Linoxyngehalt in Vol.-Prozenten.

tierte Glasplatten in verschieden dicken Schichten (Serie *A* und *B*) gestrichen und die Gewichte dieser letzteren nach vollzogener Durchtrocknung festgestellt. In dieser Ver-

[1]) „Faktorfirnis Spezial" der Fa. Frenkel, Leipzig-Mölkau, enthaltend 50,32 % flüchtige Bestandteile.

[2]) Lithopone (lichtunecht), Rotsiegel, der Farbwerke vormals Friedr. Bayer & Co., Leverkusen.

suchsreihe wurde also nicht nur, wie bisher, die Schichtdicke, sondern auch die Pigmentkonzentration variiert.

Die Ergebnisse der Glanzmessungen auf schwarzem und weißem Untergrund sind tabellarisch, sowie graphisch wiedergegeben (vgl. Tab. 6 und die Kurventafeln Abb. 1, 12 u. 13); sie lassen sich wie folgt zusammenfassen.

Tabelle 6. Glanzgrade von Lithopone-Faktorfirnis-Anstrichen auf Glas bei schwarzem und weißem Untergrunde und verschiedener Konzentration der Farbe.

1.	2.	3.	4.	5.	6.	7.	8.	9.
Lfd. Nr.	Pigmentgehalt der Anstriche[1]) %	Versuchsreihe	Anstrichgewicht g	Pigmentgehalt der Anstriche g	Prozentische Glanzgrade auf schwarz	Prozentische Glanzgrade auf weiß	Arithm. Mittel von 6. und 7.	Differenz 6.—7.
1	0	A	1,12	0	> 89,5	88,0	89,0	+ 1,5
		B	1,80	0	> 89,5	88,7		+ 0,8
2	43,48	A	2,55	1,11	84,2	83,5	83,9	+ 0,7
		B	5,68	2,47	83,8	84,0		− 0,2
3	60,61	A	3,62	2,19	82,0	81,7	82,2	+ 0,3
		B	4,20	2,55	82,5	82,7		− 0,2
4	69,77	A	3,93	2,74	79,5	79,0	79,8	+ 0,5
		B	4,58	3,20	80,3	80,2		+ 0,1
5	75,47	A	4,52	3,41	76,5	76,0	76,4	+ 0,5
		B	5,67	4,28	76,6	76,6		0

1. Je geringer der Prozentgehalt des Films an Pigment, um so höher ist — trotz verschiedenen Gewichts, also auch verschiedener Schichtdicke des Anstrichs — der Glanzgrad (Abb. 1, S. 9, und Abb. 12).

2. Bei gleicher prozentischer Zusammensetzung des Films ist die Glanzgrad-Differenz der Paare auf schwarzer und weißer Unterlage um so größer, je geringer das Gewicht, also auch das Deckvermögen des Anstrichs; dies trifft auch für das Vehikel allein trotz seiner großen Lichtdurchlässigkeit zu (Abb. 12).

Trägt man die aus den spezifischen Gewichten (= 4,2 für Lithopone und etwa = 1 für das entstandene Linoxyn) auf Volumprozente umgerechnete Linoxyngehalte der einzelnen Anstriche als Abszissen und die arithmetischen Mittelwerte der zugehörigen Glanzgrade als Ordinaten in ein Koordinatensystem ein, so erhält man (allerdings unter ziemlicher Streuung) ungefähr eine Gerade (Abb. 13). —

Zusammenfassung.

1. Es werden die Umstände, die einerseits die Reflexion, andererseits den Glanz bedingen oder nach Art und Größe bestimmen, dargelegt und zusammengestellt.

2. Es wird auf den engen Zusammenhang des „objektiven" Glanzes mit der strukturellen Oberflächenbeschaffenheit des Prüfobjekts, sowie auf die praktische und technische Bedeutung dieses Zusammenhangs ausführlich eingegangen.

3. Die optische Erscheinung, die man bisher unter dem Sammelbegriff „Glanz" zusammenfaßte, wird in folgende Abarten zerlegt, die mathematisch definiert und vom praktischen Standpunkt aus kritisch gewürdigt werden:

[1]) Berechnet auf die durchgehärteten gewichtskonstanten Anstrichfilme.

a) „Gesamtreflexionsgrad“:

$$G_1 = \frac{I_r + I_d}{I_a} \quad \text{oder} \quad 100\,\frac{I_r + I_d}{I_a}\,\%\,;$$

b) „Reduzierter Reflexionsgrad“:

$$G_2 = 100\,\frac{I_r}{I_a}$$

oder korrigiert:

$$G_3 = 100\,\frac{I_r}{I_a}\cdot k;$$

c) „Kontrast-Glanzgrad“:

$$G_4 = \frac{I_r + I_d}{I_d}; \quad \text{oder auch} \quad 100\,\frac{I_r}{I_r + I_d}\,\% \text{ („Prozentischer Glanzgrad“);}$$

d) „Physiologischer Kontrast-Glanzgrad“:

$$G_5 = \log\frac{I_r + I_d}{I_d}.$$

4. An mehreren Beispielen wird durch den Versuch bewiesen, daß der prozentische Glanzgrad („Kontrast-Glanzgrad“) durchscheinender trüber Medien sehr stark von den optischen Eigenschaften des Untergrundes abhängt, und zwar um so stärker, je geringer das Deckvermögen der untersuchten Schicht ist.

In einer zweiten Mitteilung wird eine neue Glanzdefinition und Glanzmeßmethode, die von den dargelegten Mängeln der bisherigen Methoden frei ist, angegeben und zur Diskussion gestellt werden.

Chemisch-Technische Reichsanstalt, Abt. f. Metallchemie und Metallschutz.
Kaiser Wilhelm-Institut für Silikatforschung.

Berlin, den 26. Juli 1928.

Der Autotachygraph von Hugershoff-Heyde.

Von
P. Werkmeister in Dresden.

Der von der Firma G. Heyde nach den Angaben von R. Hugershoff gebaute, von der Aerotopograph G. m. b. H. in den Handel gebrachte Autotachygraph ist ein für Meßtischtachymetrie verwendbares Instrument.

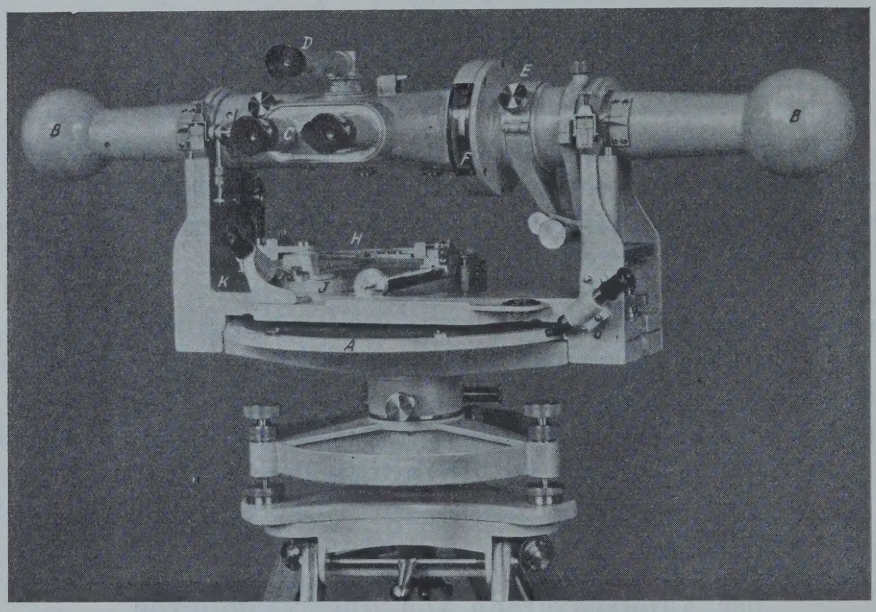
Ein kräftiger, mit Tragring versehener Unterbau (s. Abb.) trägt die kreisförmige Meßtischplatte *A*, auf der die Zeichnung mit Hilfe von einfachen Randklemmen befestigt wird. Der der Kippregel entsprechende Oberbau des Instruments ist drehbar mit dem Unterbau und der Meßtischplatte verbunden. Das entfernungsmessende Fernrohr *B* des Oberbaues ist ein stereoskopischer Entfernungsmesser, also ein Entfernungsmesser mit unveränderlicher — 70 cm langer — Basis im Standpunkt.

Das Fernrohr ist so eingerichtet, daß man mit ihm unmittelbar horizontale Entfernungen messen kann. Ein mit dem Oberbau des Instruments verbundenes und mit diesem auf der Zeichnung drehbares Lineal ist mit einem Schieber versehen; mit diesem stellt man die gemessene Entfernung an dem auf dem Lineal angegebenen Maßstab ein und überträgt den so bestimmten Punkt mit einer für diesen Zweck vorhandenen Punktiervorrichtung in die Zeichnung. Mit dem Schieber ist eine senkrecht zur Linealkante liegende Teilung verbunden, an der man bei entsprechender Einstellung des An-

fangspunktes unmittelbar N. N.-Höhen ablesen kann; die Ablesungen sind bestimmt durch eine Marke, die beim Kippen des Fernrohrs durch ein selbsttätig wirkendes Hebelsystem eingestellt wird.

Das für die stereoskopische Entfernungsmessung erforderliche Doppelokular *C* des kippbaren Fernrohrs hat eine Vorrichtung zum Einstellen des horizontalen Augenabstandes des Beobachters und eine solche zur Anpassung an die dem Beobachter eigentümliche Augenstellung in vertikalem Sinn. Zum Aufsuchen bzw. Anzielen der Zielpunkte ist auf dem Doppelokular ein einfaches Zielfernrohr *D* angebracht.

Die Messung der Entfernungen geschieht mit Hife einer räumlich einstellbaren Marke durch entsprechendes Drehen der Schraube *E*; die Umrechnung der schiefen Entfernungen auf den Horizont erfolgt dabei selbsttätig durch zwei im Fernrohr an-



geordnete Drehkeile. Die horizontalen Entfernungen werden an der Trommel *F* abgelesen, die mit der die Marke räumlich bewegenden Schraube in Verbindung steht. Die Teilung der Schraubentrommel ist derart, daß man z. B. beim Maßstab 1:1000[1]) bei Entfernungen bis 40 m auf 0,1 m und bis 150 m auf 1 m genau ablesen kann.

Das Auftragelineal, an dem der Schieber mit der Punktiervorrichtung von Hand und mit Feinbewegungsschraube eingestellt werden kann, ist von 0 bis 150 mm verwendbar. Die grob und fein einstellbare Meßtischplatte ist mit einem Teilkreis versehen, an dem im Bedarfsfalle mit einem Strichmikroskop *G* auf eine Minute genau abgelesen werden kann. An der einen Seite des Oberbaues ist eine Kastenbussole angebracht, mit deren Hilfe der Meßtisch auf die magnetische Nordrichtung eingestellt werden kann. Die Vorrichtung *H* zur Ablesung der Höhen ist mit einem horizontal liegenden Teilkreis *J* verbunden; die Ablesungen an diesem Kreis, die bei Bedarf mit einem Strichmikroskop *K* auf eine Minute genau gemacht werden können, stellen den jeweiligen Vertikalwinkel der Zielung nach dem festzulegenden Punkt vor.

---

[1]) Das Instrument wird für die Maßstäbe 1:1000 bis 1:10000 geliefert; der zweckmäßigste Maßstab dürfte 1:2500 sein.

Der Autotachygraph ist ein Meßtisch mit selbstrechnender Kippregel. Da die Basis bei dem mit dem Instrument vereinigten Entfernungsmesser im Standpunkt des Instrumentes liegt und da bei der Art des Entfernungsmessers eine besondere Bezeichnung oder Sichtbarmachung der Zielpunkte für die Zwecke der Messung mit einer Latte nicht erforderlich ist, so eignet sich der Autotachygraph besonders für die Aufnahme von unzugänglichem Gelände. Geht man darauf aus, die Aufnahme eines bestimmten Gebietes möglichst photogrammetrisch, sei es von der Erde aus oder aus der Luft, mit stereophotogrammetrischer Auswertung der Bilder durchzuführen, so wird der Autotachygraph gute Dienste leisten bei der Aufnahme der von den photogrammetrischen Aufnahmen nicht erfaßten Gebietsteile; er bietet dabei im Vergleich zu anderen Instrumenten den Vorteil, daß die Festlegung der einzelnen Punkte im Grundgedanken nach demselben Verfahren geschieht wie bei den photogrammetrischen Auswerteinstrumenten. Wie die ihm im Grundgedanken verwandte Stereophotogrammetrie von der Erde aus wird man den Autotachygraph hauptsächlich bei der Aufnahme von steilem Gelände verwenden; besonders in Betracht kommt er bei der Aufnahme der Hänge von schmalen Tälern. In zum Teil bedecktem Gelände bietet der Autotachygraph im Vergleich zur Stereophotogrammetrie den Vorteil, daß mit ihm die Festlegung einzelner Punkte auch dann noch möglich sein kann, wenn dies auf Grund der Meßbilder nicht mehr auszuführen ist.

Zu dem Instrument selbst ist noch zu bemerken, daß die einzelnen Teile übersichtlich und zweckentspechend angeordnet sind; das Ganze und die Einzelheiten machen den Eindruck, daß alles gut durchgedacht ist. Der Autotachygraph ist zweifellos ein wertvolles Hilfsmittel für den im vorstehenden angedeuteten Zweck.

Die Verpackung des Instruments erfolgt in drei Teilen.

Auf Wunsch wird auch ein Tachymetertheodolit gebaut, bei dem das Fernrohr dasselbe ist wie bei dem Autotachygraph, also ebenfalls unmittelbar die horizontale Entfernung nach dem Zielpunkt zu messen gestattet.

Über die Untersuchung des photometrischen Keils.

Von

W. Scharonow in Leningrad.

Das bei der Untersuchung des photometrischen Keils bisher angewandte Verfahren ist in mancher Hinsicht nicht ohne Mangel. Das Keilphotometer wird hauptsächlich in der Astronomie angewandt und dient zur Messung der Helligkeit der Sterne, also von Lichtquellen mit sehr hohen effektiven Temperaturen. Im Laboratorium werden dagegen bei der Bestimmung der Keilkonstanten verhältnismäßig schwach erhitzte Lichtquellen angewandt, die im Vergleich zu den Sternen eine rötliche Farbe haben. Wenn das Glas des Keils vollkommen neutral wäre, so hätte dieser Unterschied der spektralen Intensitätsverteilung auf die Messungsergebnisse keine Bedeutung. Ein ideal neutrales Glas gibt es jedoch nicht und deshalb ist zu befürchten, daß die im Laboratorium bestimmten Konstanten des Keils für die Messungen am Himmel nur unvollkommen anwendbar sein werden. Eine andere Methode der Bestimmung der Konstanten des Keils ist die Beobachtung der Sterne von einer bestimmten Helligkeit; doch hat diese rein astronomische Methode andere wichtige Mängel: den Messungen werden durch Absorption des Lichtes in der Atmosphäre und durch die Szintillation schwer zu beseitigende Fehler beigefügt, das erhaltene Resultat hängt

von den angenommenen Größen der beobachteten Sterne ab, endlich ist die Genauigkeit, mit der die Helligkeit punktförmiger Bilder verglichen wird, 10—15 mal geringer als die Genauigkeit, mit der die Helligkeit der Felder im Laboratoriumphotometer erhalten wird. Dies alles hat mich veranlaßt, neue Methoden zur Bestimmung der Keilkonstanten zu suchen. In dem vorliegenden Aufsatz wird ein Versuch behandelt, die Keiluntersuchung auf spektrophotometrischen Messungen zurückzuführen.

Im weiteren werde ich von einem photometrischen Keil sprechen, der aus zwei Keilen, einem farblosen und einem dunklen, besteht, die mit ihren Hypotenusenflächen aneinander gekittet sind.

Wenn man den Lichtstrom, der in einen solchen Keil eindringt, mit L_0 bezeichnet, und mit L den Strom, der durch den Keil geht, so läßt sich, wie bekannt, die Durchlässigkeit des Keils T bestimmen durch

$$T = \frac{L}{L_0} = RQ^x, \qquad 1)$$

wo R und Q zwei Konstanten sind, die experimentell bestimmt werden, und x den Abstand des Punktes des Keils, durch welchen das Licht geht, vom Ende des Keils bedeutet. Wenn die Lichtenergie in astronomischen Größen dargestellt wird, nämlich in Sterngrößen, so wird diese Formel wie folgt aussehen:

$$m - m_0 = G + Fx, \qquad 2)$$

wobei m und m_0 Größen eines Sterns der durch den Keil und ohne ihn beobachtet wird und F und G neue Konstanten, die mit den früheren R, Q durch folgende Formeln verbunden sind:

$$F = -2{,}5 \lg_{10} Q; \qquad G = -2{,}5 \lg_{10} R.$$

Es ist von Wichtigkeit, zu bemerken, daß die Formeln 1) und 2) nur unter folgenden Bedingungen strenge Gültigkeit haben werden: 1. wenn das den Keil durchsetzende Strahlenbündel unendlich schmal und 2. wenn das Glas des Keils vollkommen neutral ist. Bei der Nichterfüllung dieser Bedingungen bedarf die Formel des Keils gewisser Verbesserungen, zu deren Betrachtung wir jetzt übergehen.

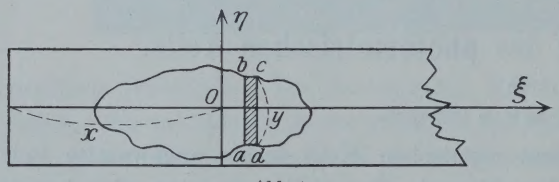


Abb. 1.

Lassen wir das Licht auf den Keil gleichmäßig und normal als ein zylindrisches Bündel paralleler Strahlen fallen. Der Schnitt dieses Bündels durch die Keilfläche wird von einer geschlossenen Kurve begrenzt; den Flächeninhalt des Schnittes bezeichnen wir mit S. Den Lichtstrom, der in den Keil eintritt, bezeichnen wir mit L_0 und berechnen den Strom L, der den Keil verläßt. Dazu wählen wir in der Fläche des Keils ein System rechtwinkliger Koordinaten, dessen Ursprung mit der Kurve verbunden ist (z. B. im Zentrum der Symmetrie liegt); die Achse $o\xi$ richten wir parallel der Keillänge (Abb. 1).

Betrachten wir das Element des Schnittes $abcd$, also einen unendlich schmalen Streifen, welcher der $o\eta$-Achse parallel ist und im Abstand ξ von dieser Achse verläuft. Seine Breite wird $d\xi$ sein und die Länge $y = f(\xi)$ wird durch die Gleichung der Kurve bestimmt. Diesem Element entspricht der Strom:

$$dL_0 = \frac{L_0}{S} f(\xi)\, d\xi.$$

Wenn der Abstand des Punktes o vom Ende des Keils mit x bezeichnet wird so wird der Strom dL, der von dem Element ausgeht, bestimmt durch

$$dL = \frac{L_0}{S} R Q^{x+\xi} f(\xi)\, d\xi .$$

Hieraus kann der ganze, aus dem Keil austretende Strom, bestimmt werden zu

$$L = \frac{L_0}{S} R Q^{x} \int_{\xi_1}^{\xi_2} Q^{\xi} f(\xi)\, d\xi .$$

Diese Formel beweist, daß die Größe Q, d. h. die Veränderung der Durchlässigkeit auf die Längeneinheit von der Größe und geometrischen Form des Schnittes des Strahlenbündels unabhängig ist, die Größe R aber, im Vergleich mit dem unendlich schmalen Bündel, mit einem konstanten Faktor (P) multipliziert wird. Dieser Faktor P wird durch die geometrische Form des Schnittes nach folgender Formel bestimmt:

$$P = \frac{\int_{\xi_1}^{\xi_2} e^{c\xi} f(\xi)\, d\xi}{S} \qquad (c = \lg Q).$$

Wir betrachten jetzt zwei besondere Fälle, die für die Praxis von Bedeutung sind.

1. Der Schnitt habe die Form eines Rechtecks mit den Seiten a und b, wobei die Seite b der Länge des Keils parallel ist. In diesem Falle haben wir:

$$P = \frac{a \int_{-b/2}^{+b/2} e^{c\xi}\, d\xi}{ab} = \frac{e^{\frac{bc}{2}} - e^{-\frac{bc}{2}}}{bc} = \frac{2}{bc} Sh \frac{bc}{2} .$$

Zur praktischen Anwendung dieser Formel ist es vorteilhaft, die Zerlegung des hyperbolischen Sinus in eine Reihe anzuwenden:

$$P = 1 + \frac{(bc)^2}{24} + \frac{(bc)^4}{1920} + \ldots .$$

Diese Formel soll man dann gebrauchen, wenn man bei der Untersuchung des Keils vor ihm einen Spalt von der Breite b stellt und den Strom mißt, der durch diesen Spalt geht. In diesem Falle ist es wichtig zu berechnen, wie breit man den Spalt machen kann, ohne dadurch Fehler in der Bestimmung der Größe R zu begehen.

2. Bei astrophotometrischen Messungen wird der Keil nicht weit vom Fokus des Teleskops aufgestellt; in diesem Falle durchkreuzt der Keil ein konisches Strahlenbündel und die Kurve S wird kreisförmig sein. Der Koordinatenursprung wird in das Zentrum des Kreises verlegt und wir erhalten:

$$P = \frac{2}{\pi r^2} \int_{-r}^{+r} e^{c\xi} \sqrt{r^2 - \xi^2}\, d\xi = \frac{2}{\pi} \int_{0}^{\pi} e^{cr \operatorname{Cos}\varphi} \operatorname{Sin}^2 \varphi\, d\varphi ,$$

wobei r der Radius des Kreises ist. Durch die bekannte Formel[1])

$$J_\nu(x) = \frac{\left(\frac{x}{2}\right)^\nu}{\sqrt{\pi}\, \Gamma\left(\nu + \frac{1}{2}\right)} \int_{0}^{\pi} e^{ix \operatorname{Cos}\varphi} \operatorname{Sin}^{2\nu} \varphi\, d\varphi$$

[1]) Nielsen, Handbuch der Theorie der Zylinderfunktionen. Leipzig 1904, S. 51.

erhalten wir für P

$$P = \frac{2}{cr} I_1(cr),$$

wo $I_1(cr)$ die erste Besselsche Funktion ist, für welche die bekannte Entwicklung gilt:

$$I_1(cr) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\left(\frac{cr}{2}\right)^{2n+1}}{n!\,(n+1)!}.$$

Hieraus erhalten wir für P folgenden Ausdruck, der für die Praxis bequem ist:

$$P = 1 + \frac{(cr)^2}{8} + \frac{(cr)^4}{192} + \cdots.$$

Diese Formel wird, bei den Beobachtungen mit dem Teleskop angewandt, nur annähernd richtig sein, denn im Teleskop fallen nicht alle Strahlen normal auf den Keil, und außerdem wird die Verteilung des Lichts im Schnitte des Strahlenbündels nicht gleichmäßig sein. Die Formel kann aber dazu verwendet werden, um die Grenzen zu bestimmen, in denen man die Fokussierung des Teleskops verändern kann, ohne dadurch P merklich zu ändern. Jedenfalls bedarf es einer gewissen Vorsicht, wenn man die Leuchtdichte (Flächenhelligkeit) einer fokalen Abbildung mit einem extrafokalen Sternbild durch ein Keilphotometer vergleichen will.

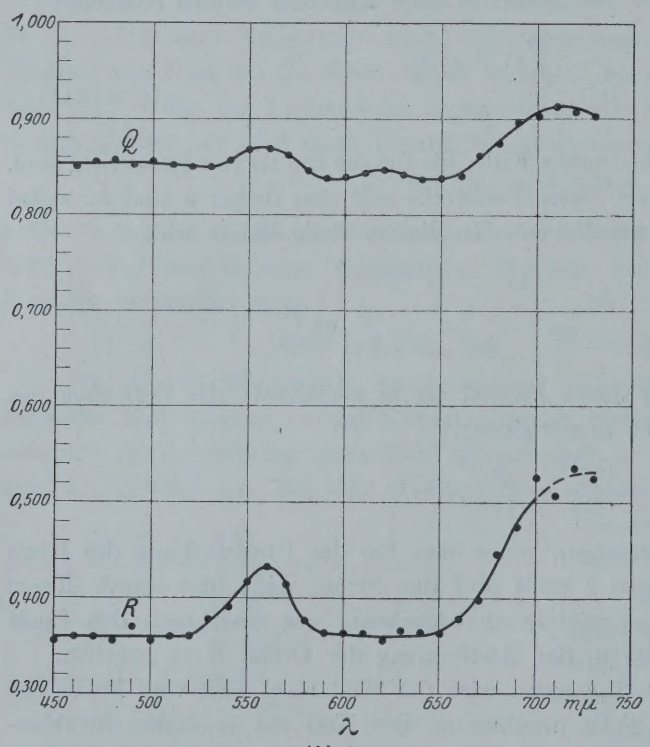


Abb. 2.

Wenn die geometrischen Eigenschaften des den Keil schneidenden Strahlenbündels nur einen gewissen konstanten Faktor in die Keilformel einführen und deshalb die Resultate der Messungen nur in Ausnahmefällen beeinflussen, so ist der Einfluß einer ungleichen Durchlässigkeit des Keils für Strahlen verschiedener Wellenlänge stets bemerkbar. Um diesen Einfluß zu erforschen, ist es nötig, die Größen R_λ und Q_λ zu vermitteln, welche als Konstanten in die Formel 1) im Falle monochromatischen Lichts der Wellenlänge λ eingehen. Wenn der Keil vollkommen neutral ist, so werden sich diese Größen nicht mit λ verändern, sondern für jedes Licht gleich bleiben, sowohl für das monochromatische als auch für das gemischte.

In der Praxis werden aber die Größen Q_λ und R_λ stets gewisse Funktionen von λ darstellen und wir können mittels Messungen am Spektrophotometer ihre Bedeutung für beliebige λ bestimmen. Ich habe z. B. zu diesem Zweck das König-Martenssche Spektrophotometer gebraucht, mit dessen Hilfe ich die Durchlässigkeit des Keils am sichtbaren Spektrum zwischen λ 450 und λ 730 mμ und in einigen Punkten des Keils

mit verschiedenen x gemessen habe. In der Abb. 2 sind die Kurven der Größen Q_λ und R_λ wiedergegeben, die für einen Keil der Universitäts-Sternwarte in Leningrad erhalten sind; dieser Keil ist von Töpfer in Potsdam angefertigt.

Es ist leicht zu ersehen, daß, wenn das Glas des Keils von ungleicher Durchlässigkeit für verschiedene Strahlen ist, die Formeln 1) und 2) nicht mehr gültig sein können. In der Tat, je dichter die Glasschicht sein wird, durch welche die Strahlen gehen, desto größer wird das Verhältnis der Intensität leicht durchgelassener Strahlen zu denen, die schwerer durchgelassen werden. Je größer die Dicke des Glases ist, desto geringer wird der Anteil derjenigen Strahlen, die schlecht durchgelassen werden am ganzen durchgegangenen Licht; bei genügender Dicke des Glases werden sie überhaupt nicht bemerkbar. So wird der Koeffizient der integralen Durchlässigkeit für ein Glas von geringer Dicke das Mittel zwischen den Koeffizienten für gut und schlecht durchgelassene Strahlen bilden. Für ein dickes Glas wird er nahe dem Koeffizienten für gut durchgelassene Strahlen sein. Wenn wir für einen Keil, dessen Glas nicht vollkommen neutral ist, die Formel 1) gebrauchen, so werden wir sehen, daß die Größe Q, anstatt konstant zu sein, mit der Vergrößerung von x, also mit wachsender Dicke des dunklen Glases, sich dem maximalen Werte Q_λ annähern wird.

Im Besitz der Größen Q_λ und R_λ kann man durch numerische Integration die Durchlässigkeit des Keils unter jeder Bedingung berechnen, d. h. für ein beliebiges x und für eine Lichtquelle mit beliebiger spektraler Verteilung.

Bezeichnen wir die Intensität der Ausstrahlung für die Wellenlänge λ mit E_λ und mit K_λ das photometrische Strahlungsäquivalent, dann wird die monochromatische Leuchtdichte B_λ der Lichtquelle, die durch den Keil beobachtet wird, ausgedrückt durch

$$B_\lambda = E_\lambda K_\lambda R_\lambda Q_\lambda^x \, d\lambda .$$

Wenn wir diesen Ausdruck durch das ganze sichtbare Spektrum integrieren, so erhalten wir die integrale Leuchtdichte der Lichtquelle

$$B = \int_{\lambda=400\,\mathrm{m}\mu}^{770\,\mathrm{m}\mu} E_\lambda K_\lambda R_\lambda Q_\lambda^x \, d\lambda .$$

Die Gesamtleuchtdichte dieser Lichtquelle wird, ohne Keil beobachtet, sein

$$B_0 = \int_{\lambda=400\,\mathrm{m}\mu}^{\lambda=700\,\mathrm{m}\mu} E_\lambda K_\lambda \, d\lambda .$$

Hierdurch finden wir die Durchlässigkeit des Keils im Punkte x zu

$$T_x = \frac{\int_{\lambda=400\,\mathrm{m}\mu}^{700\,\mathrm{m}\mu} E_\lambda K_\lambda R_\lambda Q_\lambda^x \, d\lambda}{\int_{\lambda=400\,\mathrm{m}\mu}^{700\,\mathrm{m}\mu} E_\lambda K_\lambda \, d\lambda} .$$

Für den obengenannten Töpferschen Keil werden z. B. als Ergebnis einer solchen Integration für eine Lichtquelle, die als ein Planckscher Radiator bei der Temperatur 2700° K ausstrahlt, folgende Zahlen erhalten[1]):

[1]) Zur Erleichterung solcher Berechnungen sind von mir Tafeln der Funktion $J_{\lambda t} = E_{\lambda t} \cdot K_\lambda$ veröffentlicht, wo $E_{\lambda t}$ nach der Planckschen Formel für die Temperaturen t von 1000 bis 30000° K berechnet ist und die relative Augenempfindlichkeit V_λ nach Gibson und Tyndall genommen ist. Siehe *Bulletin de l'Institut Astronomique, Leningrad. Nr. 19. 1928.*

$B_0 = 3491$ Lambert.

x	B (Lambert)	$T = B/B_0$	$\lg_{10} T$	F durch Berechnung erhalten	F durch unmittelbare Messung erhalten
0	1338	0,3833	9,5835		
				0,1724	0,1733
10	273,6	0,07838	8,8942		
				0,1706	0,1711
20	56,89	0,01629	8,2119		
				0,1682	0,1691
30	12,08	0,003461	7,5392		
				0,1655	0,1695
40	2,631	0,0007535	6,8771		
				0,1630	0,1639
50	0,5862	0,0001679	6,2250		
				0,1605	0,1607
60	0,1337	0,00003829	5,5831		
				0,1573	0,1591
70	0,03140	0,000008993	4,9539		

Die Differenzen zwischen den Werten $\lg_{10} T$ stellen vervierfachte durchschnittliche Werte der Konstante F aus der Formel 2) für entsprechende Intervalle x dar. Sie sind leicht mit den Resultaten unmittelbarer Messung der Durchlässigkeit des Keils für ein Lampenlicht mit Farbtemperatur 2700^0 zu vergleichen. Diese Messungen wurden mittels eines Polarisationsphotometers von Martens ausgeführt. Die durch unmittelbare Messung erhaltenen Werte F sind im letzten Abschnitt der Tabelle angeführt und fallen gut mit den Zahlen zusammen, die durch Berechnung nach spektrophotometrischen Angaben erhalten sind.

Die Differenzen zwischen den berechneten Werten von F sind annähernd konstant, was den Schluß zuläßt, daß die Veränderung der Durchlässigkeit des Keils in astronomischen Einheiten durch folgende Formel dargestellt werden kann:

$$m - m_0 = G + F x + H x^2.$$

Für unseren Fall erhalten wir:

$$m - m_0 = 1{,}04 + 0{,}1737\, x - 0{,}000119\, x^2.$$

Das hier zur gewöhnlichen Formel des Keils beigefügte Glied Hx^2 bei $x = 70$ mm gibt 0,58 Sterngröße — eine Verbesserung, die man nicht zu unterschätzen hat. Somit müssen Beobachtungen mit einem Keilphotometer bei einem dem unseren gleichen Keil, nach der gewöhnlichen Formel reduziert, systematische Fehler enthalten.

Es ist verständlich, daß die Größen G, F und H von der Verteilung der Intensität im Spektrum der beobachteten Lichtquelle abhängen werden. Sollen die Sterne nach dem Planckschen Gesetz strahlen, so muß man zur Reduktion der Beobachtungen nach der oben angebrachten Formel eine Tabelle der Größen G, F und H nach dem Argument der Temperatur t zusammenstellen.

Es ist noch zu bemerken, daß es nicht zwingend ist, die Größen Q_λ und R_λ mit einem visuellen Spektrophotometer zu bestimmen, solange diese Größen weder von den Eigenschaften der Lichtquelle noch vom empfangenden Apparat abhängen. Wahrscheinlich würde für solche Messungen eine Photozelle oder eine Thermosäule von Nutzen sein. Für die Berechnung von B und B_0 soll man anstatt Mittelwerten des photometrischen Strahlungsäquivalents lieber individuelle Werte von V_λ für den gegebenen Beobachter haben. Jedenfalls kann man, wenn man Berechnungen mit den Werten von V_λ ausgeführt hat, die am stärksten von der Norm abweichen, entscheiden, ob die subjektiven Unterschiede der relativen Augenempfindlichkeit auf die Werte der Keilkonstanten Einfluß haben.

Zum Schluß halte ich es für meine Pflicht, Herrn Prof. S. O. Maisel, dem Direktor des photometrischen Laboratoriums des Staatlichen Optischen Instituts in Leningrad, dank dessen Liebenswürdigkeit ich mich aller Apparate des Laboratoriums bedienen konnte, sowie den Mitarbeitern des genannten Laboratoriums und den Herren N. Idelson, E. Jachontow und A. Markow für verschiedene wertvolle Ratschläge meinen verbindlichsten Dank auszusprechen.

Astronomisches Institut Leningrad.

Anwendung der Schlierenmethode zur Dunkelfeldbeleuchtung bei Mikroskopen.

Von

Wilhelm Kraemer in Gießen-Lahn.

Im Jahre 1882 ist von Seibert (*diese Zeitschr. 2. S. 92. 1882*) die von Töpler angegebene Schlierenmethode auf das Mikroskop übertragen worden. Das infolge der neueren Methoden der Dunkelfeldbeleuchtung mit Spiegelkondensoren vollkommen in Vergessenheit geratene Instrument (s. Abb. 1) dürfte meinen Beobachtungen zufolge für manche Zwecke, beispielsweise zur Beobachtung von Kristallisationserscheinungen, wie flüssigen Kristallen usw. auch zur Untersuchung von Transformatorenölen auf Paraffingehalt usw. sich sehr gut eignen.

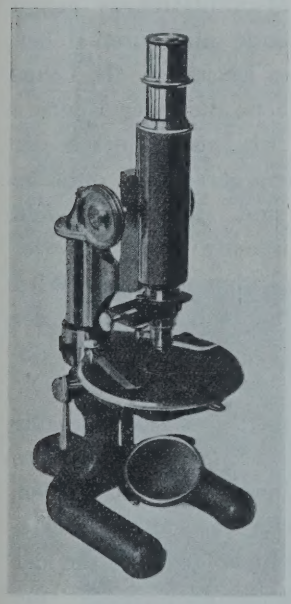


Abb. 1. Schlierenmikroskop, Ansicht.

Das Blendungsdiaphragma eines Mikroskopes hat (Abb. 2) eine halbkreisförmige Gestalt; die gerade Kante steht in der Abbildung senkrecht zur Ebene des Papiers. Das Diaphragma wird so gestellt, daß in b ein umgekehrtes Bild desselben erscheint. Genau an der Stelle des Bildes ist ein Rahmen $c\,c$ in einen seitlichen Schlitz des Stükkes $n\,n$, welches zwischen Tubus und Objektiv eingeschaltet ist, quer verschiebbar. Dieser Rahmen (s. auch Abb. 3) trägt bei d ein unten matt geschliffenes Glasplättchen und bei e ein dünnes Metallplättchen, dessen nach der Mitte gerichtete Kante abgeschrägt ist. Der Raum zwischen d und e ist frei, damit bei einer Stellung des Rahmens wie in der Abbildung alle vom Objekt kommenden Strahlen ungehindert durchgehen können. Die Klemmschraube g hält den Rahmen in einer beliebigen Stellung fest, wird g gelöst, so kann der Rahmen mit der Hand frei verschoben werden, nur die letzte Einstellung geschieht nach Anziehen von g vermittels der Feinschraube h.

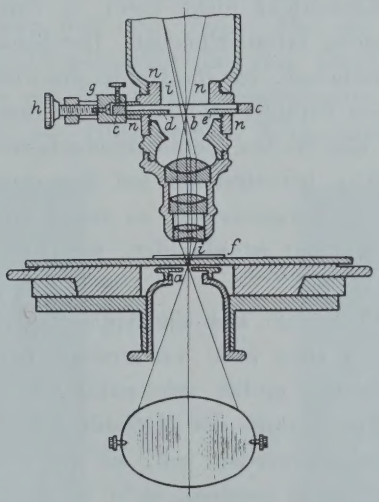


Abb. 2. Strahlengang im Schlierenmikroskop.

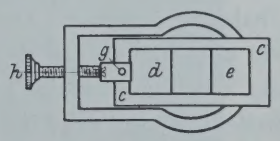


Abb. 3. Rahmen mit Blendschneide und Mattscheibe.

Beim gewöhnlichen Sehen durch das Mikroskop ist das Gesichtsfeld hell erleuchtet, und zwar durch die Strahlen, die am Objekt *f* vorbei in das Objektiv gelangen. Alle diese Strahlen müssen die Stelle bei *b* innerhalb des Diaphragmenbildes passieren. Wird jetzt der Schieber von rechts nach links verschoben, so wird, wenn die Kante des Plättchens nahe an die Achse kommt, von dem Diaphragmenbild nur noch ein schmaler Lichtstreifen übrigbleiben und bei noch weiterem Verschieben verschwindet auch dieser. Im gleichen Augenblick wird das Gesichtsfeld dunkel, übrig bleiben aber die Strahlen, die im Objekt eine Ablenkung nach links erfahren, wie in Abb. 2 der Strahl *i* und die betreffenden Stellen erscheinen hell. Es leuchtet ein, daß auf diese Weise leicht Stellen im Objekt gesehen werden können, die bei der großen Helligkeit des ganzen Gesichtsfeldes nicht aufgefallen wären. Auch ist es nicht überflüssig zu erwähnen, daß nur die senkrecht zur Schieberkante abgelenkten Strahlen wirksam sind. Der Apparat muß daher so eingerichtet werden, daß man das Objekt um die optische Achse drehen kann, während alles andere fest bleibt.

Die Einstellung geschieht folgendermaßen: Am Mikroskop wird der Kondensor des Abbeschen Beleuchtungsapparates entfernt, an seine Stelle tritt der Diaphragmenträger mit der halbkreisförmigen Blende. Die Blende wird nach in üblicher Weise vorgenommener Scharfeinstellung des Objekts durch Heben und Senken des Beleuchtungsapparates so eingestellt, daß in *b* ein scharfes Bild derselben entsteht. Die gerade Kante der Blende muß der abgeschrägten Kante des Metallplättchens genau parallel und von ihr abgewandt stehen. Die Einstellung der Blende muß durch Heben und Senken des Blendenträgers erfolgen, da beim nachträglichen Einstellen des Tubus auf das Objekt das Diaphragmenbild nicht mehr in einer Ebene mit der Kante *e* läge, was unter allen Umständen erforderlich ist. Der Schieber wird dann mittels der Feinschraube *h* so lange verschoben, bis die Kante des Plättchens gerade die optische Achse trifft und die direkten Strahlen sämtlich abgeblendet sind. Das Gesichtsfeld erscheint jetzt dunkel, aber alle Stellen, deren Brechungsindex irgendwie von dem der homogenen Umgebung abweicht, leuchten hell auf dem dunklen Untergrund auf. Wird der Schieber noch etwas weiter vorgeschoben, so verschwinden auch diese Stellen, der zur Beobachtung geeignete Moment ist also der, wenn gerade alles direkte Licht abgeblendet ist.

In der beschriebenen Form läßt sich der Apparat jedoch nur für verhältnismäßig schwache Vergrößerungen (bis etwa 500) verwenden, bei stärkeren treten mehrere Übelstände hervor. Der Schieber müßte sehr nahe an die Linsen gebracht werden, wie unmittelbar aus dem Grundprinzip der Methode folgt. Wenn das ganze Gesichtsfeld mit einem Male verdunkelt werden soll, so muß der Schieber gerade an der Stelle sein, wo das Bild der Blende entsteht, steht er etwas weit davon, so ist nur eine Hälfte des Gesichtsfeldes brauchbar. Je näher aber den Linsen, desto größer werden die sphärischen Fehler, da die Objektive nur für eine Entfernung des Bildes gleich der Tubuslänge korrigiert sind, das Blendenbild wird nicht sehr scharf und die im Objekt abgelenkten Strahlen vermischen sich mit den verschwommenen Rändern dieses Bildes. Ein weiterer Übelstand ist der, daß schon bei Objektiven mit einer Brennweite von 3 mm die Entfernung zwischen Objekt und Blende so klein sein muß, daß kein gewöhnlicher Objektträger mehr verwandt werden kann, es muß schon hier ein Deckglas als Objektträger verwandt werden. Bei noch stärkeren Objektiven, besonders solchen mit Korrektionsfassung, bei welchen man mit dem Schieber nicht nahe an die Linsen kommen kann, ist der Apparat in dieser Form nicht anwendbar.

Die Entfernung zwischen Objekt und Halbkreisblende muß gleich sein der Diffe-

renz der Entfernungen, die ein Objekt vom Objektivbrennpunkt haben muß, damit sein Bild einmal in das Okula und dann in die Ebene des Schiebers $c\,c$ fällt. Bezeichnet man mit:

p die Objektivbrennweite,
d die Entfernung des Objekts vom vorderen Objektivbrennpunkt,
d_1 die Entfernung der Blende vom vorderen Objektivbrennpunkt,
f die Entfernung des Okulars vom hinteren Objektivbrennpunkt,
f_1 die Entfernung des Schiebers vom hinteren Objektivbrennpunkt,

so gilt:

$$d = \frac{p^2}{f}; \qquad d_1 = \frac{p^2}{f_1}.$$

Ist f 180 mm, f_1 18 mm, p 3 mm, so wird d 0,05 mm, d_1 0,5 mm. Die Entfernung der Blende vom Objekt $d\,d$ wird also nur 0,45 mm.

Diesem Übelstand ließe sich so abhelfen, daß man von einer größeren, hell erleuchteten Blende zunächst ein Bild entwürfe und von diesem ein zweites in $c\,c$ entstehen ließe, das erste Bild könnte dann dem Objekt beliebig genähert werden und die Wirkung wäre dieselbe, als wenn an der Stelle des Blendenbildes die Blende selbst wäre.

Für stärkere Vergrößerungen läßt sich dem Apparat noch eine andere Form geben. Über der oberen Okularlinse entsteht ein zweites aufrechtes Bild der Blende, es wird nun offenbar die gleiche Wirkung wie früher erzielt werden, wenn sich der Schieber an dieser Stelle befindet. Das Mattscheibchen d kann dann in Wegfall kommen, da man bei dieser Anordnung mit einer Lupe recht gut sehen kann, wenn sich der Schieber in f der Ebene des Blendenbildes befindet. Das Okular wird jetzt annähernd an der richtigen Stelle den mit feiner Horizontalschraube verschiebbaren Rahmen $c\,c$ mit dem Plättchen e tragen, mit einer zweiten Mikrometerschraube kann der Schieber

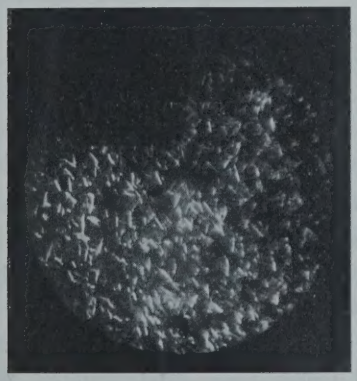


Abb. 4. 128×.

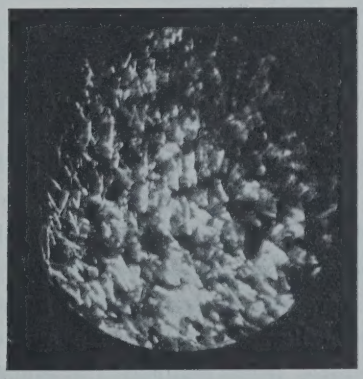


Abb. 5. 400×.

Abb. 4 u. 5. Paraffinkristalle in unreinem Transformatorenöl im Schlierenapparat.

auch in senkrechter Richtung verschoben werden, um ihn ohne Drehung um die optische Achse in die Ebene des Blendenbildes genau einstellen zu können. Der Apparat soll auch in dieser Form ausgeführt werden.

Anwendungsmöglichkeiten. Beobachtungen mit dem Apparat haben gezeigt, daß die Lehmannschen lebenden Kristalle sich auf diese Art sehr schön zeigen lassen. Es bietet sich in diesem Falle gegenüber der Beobachtung der Erscheinungen im Polarisationsmikroskop der nicht zu unterschätzende Vorteil, daß die sehr emp-

findlichen Nikolprismen in Wegfall kommen, die infolge der Erhitzung häufig beschädigt werden. Untersuchungen von Transformatorenölproben haben ergeben, daß Paraffinkristalle, sowie auch Metallflitterchen und Wasser sehr deutlich hervortreten auch lassen sich auf diese Art Entglasungserscheinungen sehr leicht auffinden. Siehe die Mikrophotographien (Abb. 4—6). Auch Bakterien lassen sich auf diese Art zeigen. Über die bei Beobachtung flüssiger Kristalle nach dieser Methode erhaltenen Ergebnisse soll noch berichtet werden.

Abb. 6.
Naphtalinkristalle im Schlierenapparat.

Leistungsgrenzen der hier beschriebenen Ausführungsform. Neuere Beobachtungen haben gezeigt, daß sich Objektive mit Brennweiten von 4 mm und 0,85 numerischer Aportur noch sehr gut verwenden lassen. Es ergeben sich in diesem Fall die Vergrößerungsgrenzen bei Verwendung periskopischer Okulare:

Okular	4	5	6	8	10	12	15	20	25	Objektiv
	28	35	42	56	70	84	105	140	175	Seibert 1 (25 mm, 0,22)
	64	80	96	128	160	192	240	320	400	Seibert 3 (8 mm, 0,35)
	200	250	300	400	500	600	750	1000	1250	Seibert 5 (4/0,85)

Diese Vergrößerungen dürften für die meisten Fälle ausreichen.

Das Instrument wird von der optischen Werkstätte W. & H. Seibert, Wetzlar, wieder auf meine Veranlassung hergestellt und kann von dort zum Preise von etwa 25 Mk. bezogen werden. Der genannten Firma sowie den Leitzwerken und dem Direktor des Instituts für physikalische Grundlagen der Medizin zu Frankfurt a. Main, Herrn Prof. Dr. Dessauer, möchte ich auch an dieser Stelle für Rat und Hilfe herzlichsten Dank sagen.

Über eine neuartige Feinbewegung für Mikroskopstative.

Von
Ing. **Karl John** in Stuttgart-Cannstatt.

Unsere modernen Mikroskope werden von den Herstellern, abgesehen von den ganz kleinen Typen, neben der groben Tubusverschiebung durch Zahn und Trieb mit Feinbewegungen verschiedenster Konstruktion ausgestattet, deren Leistungsfähigkeit recht verschieden ist, insofern man darunter die Möglichkeit versteht, mit ihrer Hilfe die Einstellung der Objektive auf die Präparatebene durch Bewegung des Tubus um bestimmte, nach wenigen Tausendstel Millimeter zu bemessende Entfernungen zu ermöglichen. Bei größeren Stativen ist diese Bewegung durch Skalen usw. ablesbar, und bewegt sich die Ablesung in Grenzen von 0,001 bis 0,004 Millimetern. Hiermit ist die Möglichkeit gegeben, das zu untersuchende Objekt nicht nur in horizontaler, sondern auch in vertikaler Richtung zu messen, wenn auch Messungen in letzterer nur annähernd sein können. Denn einmal kann selbst das beste Objektiv nicht so genau korrigiert werden, daß es tatsächlich nur eine mathematische Ebene des Objektes abbildet, ja, die sogenannte „Tiefenschärfe“, das heißt, seine Eigentümlichkeit, nicht eine Ebene, sondern einen, wenn auch kleinen, vertikalen Raum scharf abzubilden, ist bei jedem Objektiv, selbst gleicher Art, verschieden; ferner steht aber auch einer

ganz exakten Messung die Akkomodationsfähigkeit unserer Augen im Wege. Da aber die Möglichkeit mikroskopischer Messung von größter Wichtigkeit ist, haben sich die Mikroskoperzeuger mit Recht bemüht, diesem Übelstand durch Herausgabe immer mehr verfeinerter Feinbewegungen abzuhelfen. Ob es ihnen gelungen ist, werden wir sehen.

Wohl die älteste Feinbewegung ist die durch eine in der Säule des Tubusträgers untergebrachte Mikrometerschraube. Sie ist unter allen Umständen die zuverlässigste, weist keinen sogenannten toten Gang auf, und gestattet einfachste Konstruktionsform. Nachteile sind aber, daß sie für Meßzwecke zu rasch wirkt, an einem äußeren Einflüssen am meisten ausgesetztem Teile des Instrumentes angebracht werden muß, und der sie betätigende Triebknopf an ungünstigster Stelle, direkt unter der Nase des Arbeitenden sich befindet. Wohl kaum wird sich die Genauigkeit der Ablesung auf einige Hundertstel Millimeter erhöhen, was bei Messungen, die ja meist mit starken und stärksten Vergrößerungen vorgenommen werden müssen, viel zu wenig ist. Nicht übertroffen werden kann sie aber in Hinsicht auf Exaktheit der Bewegung, weshalb sie auch bei später zu besprechenden Konstruktionsvorschlag übernommen wurde.

Die modernen Konstruktionen bedienen sich des Prinzips der exzentrischen Scheibe (Leitz, Himmler), der rotierenden oder feststehenden schiefen Ebene (Busch, Reichert usw.) oder einer Kombination von Zahnrad- und Hebelwirkung (Zeiss), für ihre Feinbewegungen, auf deren Einzelheiten einzugehen hier nicht gut möglich ist. Es muß gesagt werden, daß es trotz allem angewandten Scharfsinn nicht möglich gewesen ist, eine ganz befriedigende Lösung zu finden, oder gar die Grenzen der Meßbarkeit der Bewegung zu erhöhen. Schon die starke Reibung, die bei dem Aufeinanderwirken vieler Konstruktionselemente entsteht, ganz besonders aber auf der langen Gleitbahn zwischen Tubusträger und Tubus, ist ein gewaltiger Behinderungsfaktor. Besonders die zuletzt genannte Form des Reibungswiderstandes hat Leitz klar erkannt, und sich bemüht, durch Zwischenschaltung einer Stahlkugelführung ihn auf das geringste Maß zu bringen, trotzdem war er nicht in genügendem Maße auszuschalten. Nach wie vor besteht die Gefahr des toten Ganges, ja, er tritt bei intensiven Gebrauch des Instrumentes früher oder später sicher auf. Es dürfte auch nicht möglich sein, die Einzelteile einer Mikrometerbewegung so exakt auszuarbeiten und aneinanderzupassen, daß er ganz vermieden wird. Man darf eben nicht vergessen, daß das Mikroskop nicht nur das Objekt, sondern auch seine eigenen technischen Unvollkommenheiten tausendfach vergrößert.

Wenig günstig für eine direkte Vertikalmessung der Bewegung präsentiert sich die bekannte Hebelübertragung. Eben aus der Verwendung des Hebelprinzips ergibt sich, daß die Teilungsintervalle der Meßtrommel verschiedene Werte haben, die zwar im Verlaufe der Bewegung kontinuierlich steigen, resp. fallen, deren Differenzen sich aber wohl kaum im für mikrometrische Messungen ausreichendem Maße feststellen lassen.

Damit kommen wir auf einen weiteren Nachteil der gebräuchlichen Konstruktionen, nämlich ihre ungemeine Empfindlichkeit gegen äußere Einflüsse. Ganz sicher sind sie, abgesehen von den Frontlinsen der Objektive mit hoher und höchster numerischer Apertur, der mechanischen Schädigungen am meisten zugängliche Teil des Instrumentes, woran übrigens, abgesehen von der Feinheit der Bestandteile, auch ihr Sitz am exponiertesten Teil des Instrumentes Schuld ist. Weiß doch jeder Mikroskopierende, daß selbst sein Atem auf den Bestand der einmal erzielten scharfen Einstellung einen bedeutenden Einfluß hat, was sich ganz besonders bei mikrophoto-

graphischen Arbeiten so überaus störend bemerkbar macht. Diese und einige andere Eigentümlichkeiten, die in ihrer Gesamtheit als „elastische Nachwirkungen" bekannt sind, benachteiligen den präzisen Gang des Getriebes ungemein. Ein weiterer Übelstand, der sich zwar weniger bei biologischen und verwandten Untersuchungen unliebsam bemerksam macht, dafür aber bei exakten mineralogischen und kristalloptischen Untersuchungen und Messungen, ist der, daß die bisherige Form der Feineinstellung den für am vorteilhaftesten erkannten Abstand zwischen Kondensor und abbildenden System nicht unverändert läßt. Bei feineren und feinsten Messungen kann dies recht sehr fühlbar werden. Daß in Hinsicht auf die modernen Forderungen die Meßbarkeit der Tubusbewegung noch einer Verfeinerung bedarf, ist schon eingangs erwähnt worden.

Zusammenfassend kann also gesagt werden, daß einer Vervollkommnung der feinen Bewegung unserer Mikroskopstative in folgenden Punkten zuzustreben ist:

1. Die Empfindlichkeit des Mechanismus muß auf den geringsten Grad gebracht werden (in Hinsicht auf äußere Einflüsse). Dies kann geschehen einmal durch Konstruktionsvereinfachung, zweitens durch Verlegung desselben an einen weniger exponierten Platz.

2. Die Intervalle der Bewegung müssen bei deren Betätigung an allen Punkten des zurückgelegten Weges gleich groß sein.

3. Reibungsflächen und kompliziert aufeinander wirkender Bestandteile sind nach Möglichkeit zu vermeiden, um den toten Gang, die elastische Nachwirkung und sonstige Hemmungen zu vermeiden.

4. Der Abstand zwischen Kondensor und abbildenden optischen System muß möglichst erhalten bleiben.

5. Endlich muß die Meßbarkeit der Bewegung tunlichst gesteigert werden.

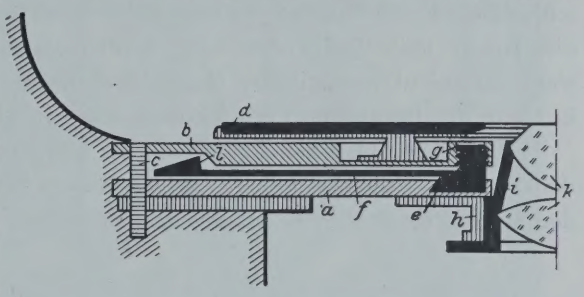
Unter diesen Gesichtspunkten habe ich es nun versucht, eine Feinbewegung zu konstruieren, die diesen Anforderungen zu entsprechen sucht, und die ich hiermit zur Diskussion stelle. Dadurch, daß ich ihr einen neuen Platz (unter dem Objekttisch) anwies, wo sie weniger exponiert ist, als am Stativoberteil, glaube ich die zweite Bedingung von Punkt 1 erfüllt zu haben. Ferner bleibt der Abstand zwischen Kondensor und Objektiv bei ihrer Betätigung gewahrt, somit ist auch Punkt 4 erfüllt. Daß auch die anderen Bedingungen in hohem Maße erreicht werden, wird aus der folgenden Erläuterung ohne weiteres hervorgehen.

Bei der Anfertigung der beigefügten Konstruktionszeichnung, die rein schematisch ist und keinerlei Maßverhältnisse enthält, bin ich von einem Stativ mit runden, drehbaren Objekttisch ausgegangen, eine Form, die wohl die gebräuchlichste ist oder werden wird. Das Prinzip läßt sich natürlich ohne jede Schwierigkeit auch auf den festen Tisch anwenden, auch wird sich die Anbringung von Hilfsinstrumenten leicht ermöglichen lassen.

Von der Erfahrung ausgehend, daß einzig die Mikrometerschraube exakt genug arbeitet, um eine gleichmäßige Verschiebung zu gewährleisten, habe ich mir diese dienstbar gemacht. Die ringförmige Konsole, die das Lager für den Drehtisch bildet, würde etwa in der Mitte horizontal durchschnitten, der untere sich ergebende Teil bleibt mit dem Mikroskopfuß fest verbunden wie bisher und der Träger des ganzen. (Siehe Abb., *a*.) Der obere, beweglich gewordene Teil (*b*) trägt den eigentlichen Objekttisch (*d*) und ist, um ein Mitdrehen zu verhindern, mittels zweier leicht gleitender Zapfen (*c*), von denen im Schnitt nur einer zu sehen ist, im Mikroskopfuß eingelassen. Zwischen beiden Teilen ist nun die drehbare, zentrisch durchbohrte Kreisscheibe *f* eingesetzt, welche sich im festen Unterteil als Lager dreht, so zwar, daß ein Ausweichen

nach oben oder unten dadurch unmöglich gemacht wird, daß die Lagerung entweder durch Schwalbenschwanzführung (*e*) oder eventuell durch Nutlagerung erfolgt. Genannte Kreisscheibe ist ferner mit dem beweglichen Konsoloberteil *b* in deren ringförmigen Aussparung eingefügt, deren Außenseite ein Mikrometergewinde *g* trägt, das mit dem auf der Außenseite der Kreisscheibe angebrachten korrespondiert. *h*, *i*, *k* deutet den Kondensor an.

Dies ist der ganze Mechanismus. Betätigt wird derselbe einfach durch Drehen der Kreisscheibe am gerändelten Außenrand *l* derselben, der auf seiner Abschrägung die Teilung trägt, dem in gewohnter Weise ein Index, bzw. Nonius gegenübergestellt wird. Gehen wir nun zur Wirkungsweise der Vorrichtung über.



Durch Drehen der Kreisscheibe *f* wird das Konsoloberteil, ohne selbst die Drehung mitzumachen, durch die Mikrometerschraube *g* gehoben, und zwar entspricht eine volle Umdrehung einer Elevation um den Betrag eines Umganges der Mikrometerschraube. Gesetzt den Fall, die Steighöhe derselben betrage $^1/_3$ Millimeter (solche Gewinde können heute, wie Leitz gelegentlich mitteilt, vollkommen präzis hergestellt werden), und der Umfang der Kreisscheibe trage eine Teilung in 400 Intervalle, so kann am Index eine Elevation von $\frac{12}{10\,000}$ Millimetern genau und direkt abgelesen werden. Bei Anwendung eines Nonius läßt sich dann die Ablesung noch auf das zehnfache, $\frac{12}{100\,000}$ Millimeter nämlich, verfeinern. Das bedeutet eine Steigerung der Feinheit der Meßbarkeit der bisherigen gegenüber um das 12 bis 40fache, und sie ließe sich, durch Anwendung etwavon Teiltrommelgetrieben, vielleicht noch steigern. Aber die auf angedeutetem Wege erzielte dürfte zunächst genügen.

Damit ist auch die fünfte Bedingung erfüllt. Daß es auch die anderen sind, ergibt sich aus dem Gesagten unter Vergleich mit der Skizze bei einigem Nachdenken von selbst. Höchstens die immerhin große Reibungsfläche zwischen Kreisscheibe und Konsolunterteil könnte hemmend wirken, hier ließe sich aber bei großen Instrumenten ein Kugellager zwischenschalten, das ausgleichend wirkt. Daß die Bewegungsintervalle in allen Phasen der Elevation sich gleich bleiben, ist bei Anwendung eines einfachen Schraubengetriebes ja selbstverständlich. Im ganzen kann man sagen, daß man sich eine einfachere und sicherer wirkende Konstruktion wohl kaum vorstellen kann. Der elastischen Nachwirkung ließe sich übrigens durch Anbringung einer radial wirkenden Klemmschraube einfach und sicher begegnen. Ein weiterer möglicher Einwand, nämlich der Hinweis auf die schädliche Einwirkung des Schmiermittels, läßt sich dadurch entkräften, daß Versuche ergeben haben, daß sich ein solches, sofern es nur von guter Beschaffenheit ist, in durchaus gleichmäßiger Schicht zwischen den Schraubengängen ausbreitet, und keinen Einfluß auf den präzisen Gang hat. Übrigens können auch die gebräuchlichen Feinbewegungen nicht auf ein solches verzichten. Durch die Lagerung des Mechanismus unter dem Objekttisch ist ferner dasselbe dem Einfluß der Atemwärme größtenteils entzogen.

Denjenigen, denen der Platz der vorgeschlagenen Feinbewegung ungewohnt ist, sei in Erinnerung gebracht, daß sich früher und bei kleineren Instrumenten auch heute noch die Feinbewegung schon am Objekttisch befunden hat.

Der einzige ernsthafte Einwand, der erhoben werden könnte, bezieht sich auf Arbeiten mit dem Dunkelfeldkondensor, bei denen es darauf ankommt, die Präparatebene möglichst genau im Schnittpunkt des Kondensors zu erhalten. Aber einmal ist die Toleranz in dieser Hinsicht beim Dunkelfeldkondensor größer, als man, den Angaben der erzeugenden Firmen nach, annehmen sollte, so daß es einem geübten Mikroskopiker, der gewohnt ist, die Mikrometerschraube nur zur allerfeinsten Einstellung zu benutzen, wobei es sich dann nur um wenige Hundertstelmillimeter handelt, nicht schwer fallen dürfte, die Vertikalverschiebung des Präparates mittels der vorgeschlagenen Feinbewegung in den zulässigen Grenzen zu halten; ferner läßt ja auch die Hoch- und Tief-Verstellbarkeit des Beleuchtungsapparates einen Ausgleich zu, wenn man nicht vorzieht, den Dunkelfeldkondensor direkt am Tisch anzubringen, was ja in Form der bekannten Plattenkondensoren in immer steigendem Maße schon geschieht.

Ich hoffe, klar genug gewesen zu sein, und mit diesem Vorschlag, der übrigens dem darauf weiter bauenden Erzeuger nur ein Wegweiser sein will, einiges zur Förderung der Mikroskop-Baukunst beigetragen zu haben.

Über eine Einrichtung zur Aufnahme und Wiedergabe farbiger Filme.

Von
Dr. **Karl Albrecht** in Rathenow.

Das Problem der Farbe im Film ist seit einiger Zeit von den verschiedensten Seiten eingehend und oft heftig erörtert worden. Die außerordentlich gegensätzlichen Einstellungen zu diesem Problem dürften im allgemeinen darauf zurückzuführen sein, daß der Gegner ein ganz anderes Anwendungsgebiet im Sinne hat als der Verfechter der Idee des farbigen Films. Eine Klärung der Anwendungsgebiete und der Bedeutung der Farbe im Film wird vielleicht geeignet sein, das Urteil über ihre Anwendungsmöglichkeit einheitlicher zu gestalten.

Die Farbe wird psychologisch vielfach zur Trägerin von Gefühlswerten, sei es in rein ästhetischer, sei es in symbolischer Beziehung. Wir sprechen von einem schön gefärbten Abendhimmel und bezeichnen damit den ästhetischen Eindruck der Farbe. Ein expressionistischer Maler eines Raubtieres wird möglicherweise geneigt sein, dieses in roter Farbe darzustellen in Anlehnung an die Assoziation zwischen „blutig“ und „rot“ und benutzt somit zu seiner Darstellung die Farbe als Symbolträger.

Der Zeichner graphischer Darstellungen, welcher zur Anwendung farbiger Linien schreitet, benutzt die Differenzierungseigenschaft der verschiedenen Farben und will lediglich einen objektiven Sachverhalt darstellen oder erläutern, ohne den Eindruck der Farbe als solcher vermitteln zu wollen.

Bei der Anwendung der Farbe im Film wird man derartige Anwendungsmöglichkeiten ebenfalls unterscheiden müssen und schließlich noch in Betracht zu ziehen haben, daß mit Rücksicht auf die Eigenschaft des Films, Bewegungsvorgänge darzustellen, der Film die Möglichkeit hat, Farbflächen sich gegeneinander bewegen zu lassen oder aber auf einer einzelnen Fläche Farbtöne sich fortdauernd verändern zu lassen.

Strittig und am meisten umkämpft ist heutzutage die Anwendung der Farbe im Film zur Vermittlung künstlerischer Eindrücke. Unbestritten aber ist die Anwendung der Farbe im Film zur Unterstützung der Darstellung zwecks leichterer Erkennbarkeit, d. h. zur Differenzierung der Einzelteile, welche in schwarzweißer Zeichnung nicht klar genug ersichtlich sein würden. Das Anwendungsgebiet des farbigen Films ist daher zunächst in erster Linie dort zu suchen, wo es nicht auf die Vermittlung künst-

lerischer Eindrücke ankommt, d. h. also beim Zweckfilm, sei es der Lehrfilm, der Kulturfilm oder etwa auch der Propagandafilm. Auf diesen Gebieten wird es im allgemeinen möglich sein, auf eine absolute Naturechtheit der Farbwiedergabe zu verzichten zugunsten einer stärkeren Differenzierungsmöglichkeit sowie einer Vereinfachung der Apparatur.

Die Wiedergabe naturfarbiger Bilder erfordert theoretisch die Benutzung mindestens dreier Grundfarben. Es hat sich aber in der Praxis ergeben, daß für zahlreiche Zwecke der Darstellung die Benutzung von nur zwei Grundfarben völlig ausreicht. Sie hat den großen Vorteil, die Verwendung der normalen Filmstreifen bei Aufnahme und Wiedergabe zu ermöglichen und unter geschickter Ausnutzung der konstruktiven Möglichkeiten die beliebige Vorführung farbiger und schwarzweißer Filme zu gestatten. Da bei der im folgenden beschriebenen Apparatur der Filmstreifen für die farbige Bild erzeugung selbst nicht angefärbt zu werden braucht, ist auch das Verfahren bei Aufnahme und Wiedergabe ebenso wie beim Entwickeln und Kopieren des Filmes genau so einfach wie beim Schwarzweiß-Film.

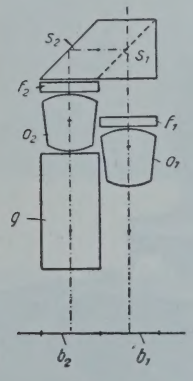


Abb. 1.

Abb. 2.

Die von der Firma Busch-Rathenow auf Grund langjähriger Versuche in Gemeinschaft namentlich mit Sachverständigen der medizinischen Kinematographie entwickelte Apparatur besteht:

1. Aus einem Aufnahmeapparat,
2. aus dem Beleuchtungsgerät nach Prof. Klapp,
3. aus einem Wiedergabeapparat.

1. Der Aufnahmeapparat.

Er unterscheidet sich von üblichen Aufnahmeapparaten im wesentlichen nur durch seine optische Konstruktion, da hier im Gegensatz zur Schwarzweiß-Kinemato-

graphie zur Erzeugung des farbigen Bildes stets zwei Teilbilder von der gleichen Phase und vom gleichen Standpunkt hinter verschiedenfarbigen Filtern (grün und rot) aufgenommen werden müssen. Zu diesem Zweck erfolgt eine Teilung der Strahlen-

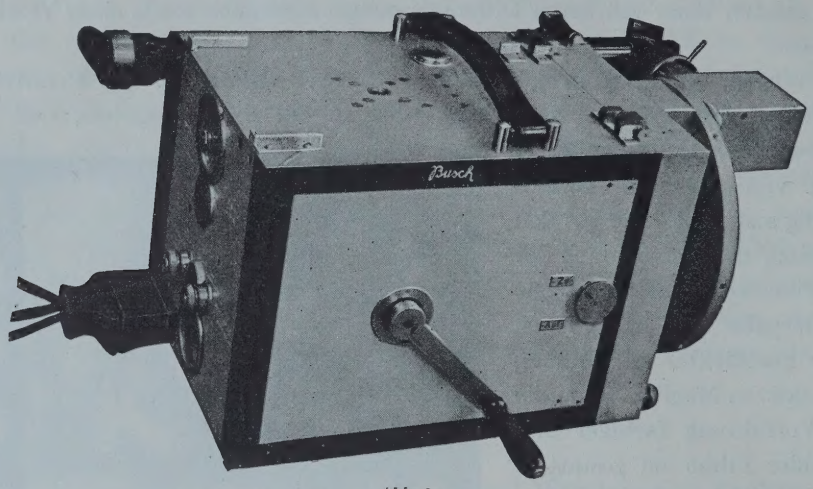


Abb. 3a.

büschel am Objektiv (vgl. Abb. 1). Wie ersichtlich, wird der einfallende Strahl an der halbdurchsichtigen Spiegelfläche *s 1* aufgeteilt, der eine Teil geht ungehindert weiter durch das Farbfilter *f 1* (rot) und das Objektiv *o 1* bis zum Teilbild *b 1*. Der andere Teil wird an der Fläche *s 1* abgelenkt und an der voll verspiegelten Fläche *s 2* nochmals, so daß er nach dem Passieren des Farbfilters *f 2* (grün) und des Objektivs *o 2* das dazugehörige Teilbild *b 2* erzeugt. Die Versetzung der Objektive *o 1* und *o 2* gegeneinander und die Einschaltung des Glasblocks *g* ist notwendig, um die optische Weglänge objekt- wie bildseitig gleich

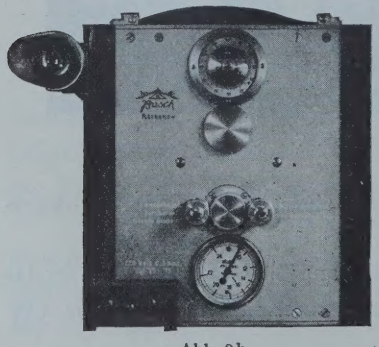


Abb. 3b.

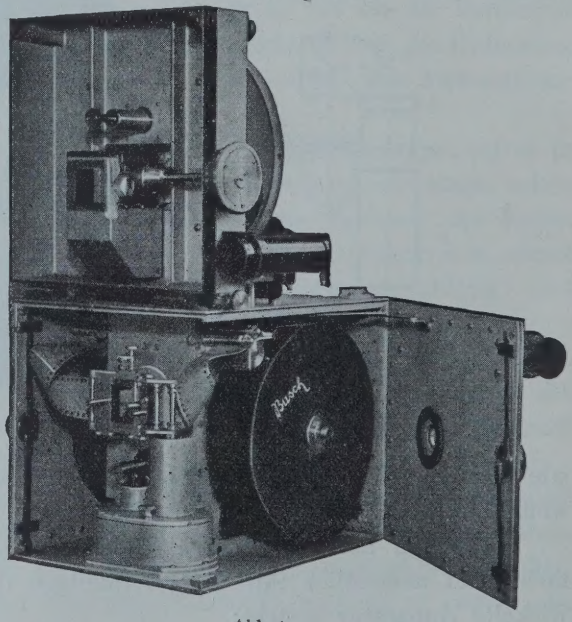


Abb. 4.

zu machen, weil sonst die Übereinstimmung der Bildgrößen nicht bei jeder Objektentfernung für beide Teilbilder genau gewahrt wäre.

Abb. 2 zeigt in vergrößertem Maßstabe einen Ausschnitt aus einem Operationsfilm und läßt zunächst einmal die Nebeneinanderreihung je zweier Teilbilder erkennen. Die zu einer Bildphase gehörenden Bildpaare sind in ihren Umrissen völlig identisch sie unterscheiden sich nur in ihren Tonwerten.

Die Handhabung des Aufnahmeapparates ist praktisch genau die gleiche wie bei der Filmkamera für übliche Schwarzweiß-Filme.

Die Abb. 3a und b zeigen den geschlossenen Aufnahmeapparat, die Abb. 4 dasselbe Instrument geöffnet.

2. Beleuchtungsgerät nach Professor Klapp.

Das nach Angabe von Prof. Klapp entwickelte Beleuchtungsgerät dient sowohl zur Erhelluug der Operationsstelle wie zum Zweck photographischer oder kinematographischer Aufnahmen. Die brückenartige Form (Abb. 5) ist gewählt worden, weil die Aufnahmen zumeist zweckmäßig von oben erfolgen und um unterhalb der Beleuchtungs- und Aufnahmeanlagen für den Operationstisch und die daran Beschäftigten genügend Raum freizulassen. Das Gerät erzeugt eine schattenfreie Beleuchtung des

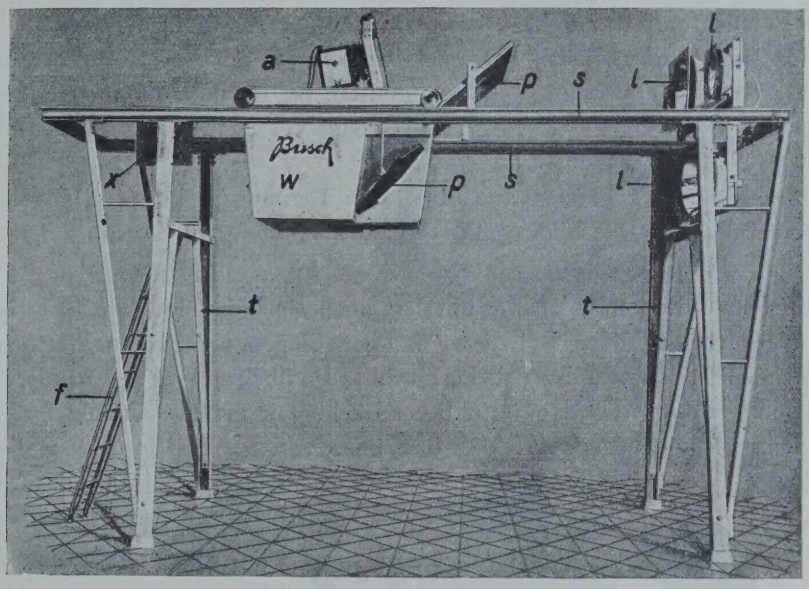


Abb. 5.

Operationsfeldes und ist deshalb auch dort mit Vorteil zu verwenden, wo nur Operationen und keine Aufnahmen gemacht werden sollen.

Auf den seitlichen Traggerüsten t ruhen die Schienen s, auf denen der kastenförmige Wagen w läuft; in diesem nimmt bei der Aufnahme der Gehilfe Platz, der den Apparat a zu bedienen hat. An den Schienen sind die Spiegel p angeordnet, welche die von den Glühlampenscheinwerfern l ausgestrahlten Lichtkegel auf die Operationsstelle lenken und dort vereinigen. An dem linken Traggerüst befindet sich die Leiter f, mittels der man in den Wagen gelangt. Ein Handrad in diesem dient dazu, ihn auf den Schienen s beliebig hin und her bewegen zu können.

Wird das Gerät nur für Beleuchtungszwecke verwendet, dann braucht der Wagen, der lediglich zur Aufnahme dient, nicht mitbezogen zu werden. Bei x ist das Schaltbrett angeordnet zum Inbetriebsetzen der Scheinwerferlampen, die gruppenweise eingeschaltet werden können, je nach den erforderlichen Lichtverhältnissen. Bei Operationen genügt es, einige der Scheinwerferlampen einzuschalten; für Kinoaufnahmen werden gewöhnlich sämtliche 5 Lampen in Betrieb gesetzt werden müssen.

Der Wagen w ist seitlich und unten geschlossen bis auf eine Öffnung im Boden, durch die hindurch die Aufnahme erfolgt. Die Öffnung kann mit dem Objektiv des

Apparates durch einen beweglichen Balgen verbunden werden, um nach unten hin einen völlig staubsicheren Abschluß zu erzielen.

Während der Aufnahme nimmt die den Apparat bedienende Person in dem Wagen auf einem Schemel Platz. Von diesem aus können die Beleuchtungsspiegel p und die Kamera a auf das Operationsfeld gerichtet werden. Die Scharfeinstellung der Kamera geschieht durch einen Sucher, der die Beobachtung der Bildschärfe auch während der Aufnahme selbst gestattet.

Die Scheinwerferlampen können an jede Lichtleitung, gleichgültig ob Wechsel- oder Gleichstrom, angeschlossen werden und erfordern maximal 2000 Watt; die Lampen werden in normalen Spannungen 110 bis 220 Volt geliefert.

Da das Licht der Scheinwerfer durch die zwei Spiegel p der Operationsstelle von verschiedenen Richtungen zugeführt wird, entsteht eine schattenfreie und dabei sehr helle Beleuchtung des Feldes, die, wie oben angegeben, durch Ein- oder Ausschalten einzelner Lampen beliebig geregelt werden kann. Um die Wärme des Scheinwerferlichtes von der Operationsstelle abzuhalten, ist für jede Lampe ein Satz Schutzfilter aus einem Glasmaterial vorgesehen, das vorzugsweise die Wärmestrahlung zurückhält.

Die Scheinwerfer 1 können auch in ihrem Rahmen nach vorn geneigt werden, um gegebenenfalls die Operationsstelle direkt, also ohne Vermittlung der Spiegel p, anzuleuchten.

Das Beleuchtungsgerät ist im übrigen auch noch in einer etwas anderen Konstruktion ausgeführt worden. Bei dieser ist der Wagen durch eine Plattform ersetzt, welche die ganze Spannweite der Brücke ausfüllt. Im übrigen läßt sich das Beleuchtungsgerät auch so montieren, daß es unterhalb der Decke mit einem Laufsteg befestigt wird, bei dem dann also die Ständer rechts und links von der Plattform wegfallen, so daß die Bodenfläche des Raumes in keiner Weise durch das Beleuchtungsgerät in Anspruch genommen wird.

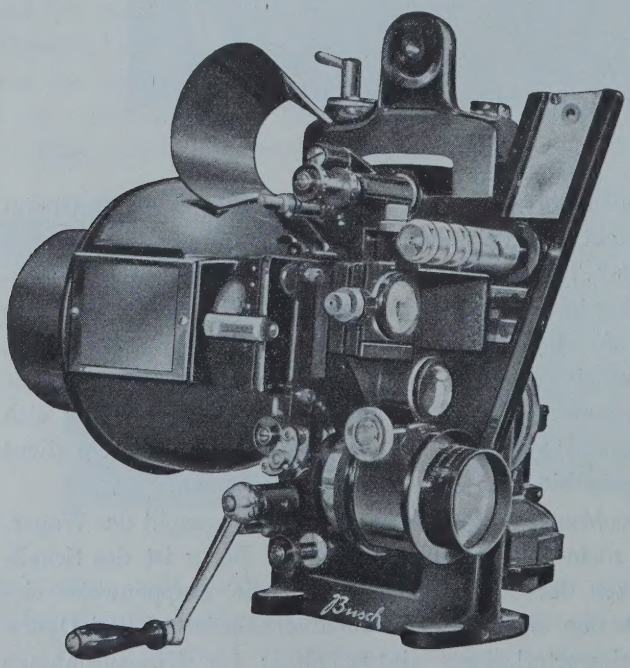


Abb. 6a.

3. Der Wiedergabeapparat.

Zur Vereinfachung der Apparatur wurde der Wiedergabeapparat in Form einer Zusatzeinrichtung zu einer normalen Vorführmaschine konstruiert.

Aus technischen Gründen wurde die Einrichtung zunächst in Verbindung mit einem AEG-Projektor, Modell Lehrmeister, ausgebaut, welche auch mit einer Vorrichtung zum Projezieren von Diapositivbildern versehen werden kann. Die Vorsatzeinrichtung ist in Abb. 6a und b dargestellt und zwar in 6a gebrauchsfertig für den Farbenfilm und in 6b gebrauchsfertig für den Schwarzweiß-Film. Man erkennt, daß lediglich eine Verschiebung des Objektivträgers genügt, um von der Vorführung der

einen Filmart zu derjenigen der anderen überzugehen. Das optische Vorsatzsystem, das zur Vorführung der farbigen Filme dient, ist in Abb. 7 schematisch dargestellt.

Der Film läuft senkrecht zur Papierebene, unmittelbar hinter dem durch die beiden dicken Striche markierten Bildfenster. Das Teilbild *b 1* wird durch Vermittlung des Prismas *p 1* dem Projektionsobjektiv *o 1* zugeführt und ebenso das Bild *b 2* durch Vermittlung des Prismas *p 2* dem Objektiv *o 2*, wobei die Beleuchtung wie üblich durch die links in der Abbildung dargestellte Spiegellampe erfolgt. Da der Film selbst nicht farbig ist, wird jedem Objektiv wieder ein entsprechendes Farbfilter vorgeschaltet, so daß das eine Objektiv ein rotes, das andere ein grünes Teilbild auf dem Projektionsschirm entwirft. Die Stellung der beiden Objektive zueinander ist durch Justierschrauben veränderlich, so daß man mit Leichtigkeit die beiden Teilbilder auf dem Schirm zur Deckung bringen kann, wodurch das farbige Gesamtbild entsteht.

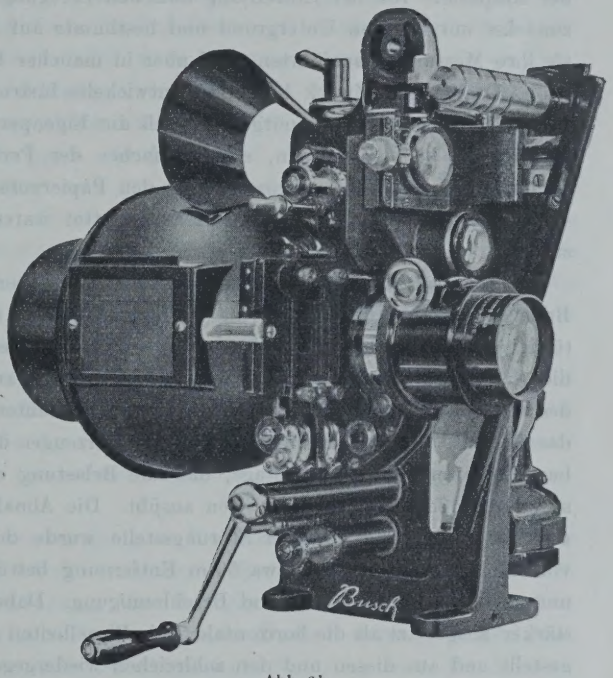


Abb. 6b.

Der optische Zusatzapparat für den Farbenfilm ist mit dem für die Schwarzweiß-Projektion bestimmten Objektiv gekoppelt, so daß, wenn der Farbfilmvorsatz eingeschaltet wird, das Schwarzweiß-Objektiv sich ausschaltet und umgekehrt.

Da der Wiedergabeapparat in erster Linie für die Vorführung von Lehr- bzw. Demonstrationsfilmen usw. gedacht ist, ist dafür Sorge getragen, daß er auch mit einer Stillstandsvorrichtung ausgerüstet werden kann, welche es ermöglicht, besonders interessante Einzelbilder längere Zeit auf dem Bildschirm zu zeigen und zu erklären. Die bisherigen Versuche mit der Apparatur haben gezeigt, daß sie namentlich für medizinische Zwecke außerordentlich gut geeignet ist, zumal ja im normalen Schwarzweiß-Film gerade der rote Farbton besonders schwer wiederzugeben ist, da er fast stets völlig schwarz wirkt und so insbesondere Differenzierungen zwischen den verschiedenen Fleisch- und Blutfarben nahezu unmöglich macht.

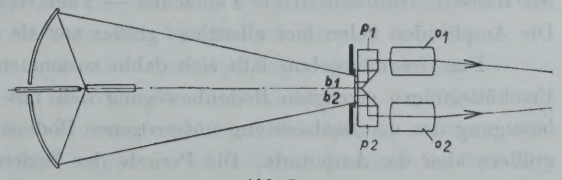


Abb. 7.

Daß mit Rücksicht auf die Verwendung in der medizinischen Kinematographie dafür Sorge getragen wurde, daß die Aufnahmen unter peinlichster Wahrung der Asepsis und ohne Behinderung der Operateure erfolgen können, ist selbstverständlich.

Referate.

Messungen der Erschütterungen von Boden und Gebäuden, hervorgerufen durch Maschinen und Fahrzeuge.

Von G. Angenheister und W. Schneider. *Zeitschr. f. techn. Phys.* **9.** *S. 115—118. 1928.*

Die Verfasser unternehmen es, die Frage zu klären, ob die durch das Laufen eines Motors oder den Straßenverkehr im Erdboden und in Gebäuden erzeugten Erschütterungen freie oder erzwungene Schwingungen sind. Des weiteren verfolgen sie auch die Abhängigkeit der Intensität und der Amplitude von der Entfernung zwischen Erregungsstelle und Meßstelle. Ihre Ergebnisse gelten zunächst nur für den Untergrund und bestimmte auf diesem stehende Gebäude, auf und an denen sie ihre Messungen ausführten, sind aber in mancher Hinsicht verallgemeinerungsfähig.

Das für den Zweck besonders entwickelte Instrumentarium wird auffallenderweise nicht näher beschrieben; es wird nur mitgeteilt, daß die Eigenperiode der Erschütterungsmesser verschiedener Bauart, die benutzt wurden, ein Mehrfaches der Periode der beobachteten Bodenbewegung war. Weiter werden Angaben gemacht über den Papiervorschub, darüber, daß die Instrumente mit verschiedenen Dämpfungseinrichtungen ausgestattet waren und Vergrößerungen bis über 100000fach zuließen.

Voraussetzung für die Durchführung der Untersuchungen ist die Kenntnis der natürlichen Bodenbewegung. Diese haben die Verfasser zunächst studiert. Sie haben festgestellt, daß die natürliche Bodenbewegung vorwiegend zwei Perioden besitzt: 0,1 und 0,4 bis 0,5 sec. Dabei erreicht die Amplitude im zweiten Stockwerk des Gebäudes, an dem gemessen wurde, nahezu das Doppelte des auf dem Erdboden gemessenen Wertes, der unter $1\,\mu$ liegt. Die Untersuchung der Bewegung des Sockels, auf dem der als Erschütterungserzeuger dienende Motor Aufstellung fand, förderte das bemerkenswerte Ergebnis zutage, daß die Belastung des Motors nur ganz unwesentlichen Einfluß auf die Größe der Erschütterungen ausübt. Die Abnahme der künstlich erzeugten Bodenbewegung mit der Entfernung von der Störungsstelle wurde durch Messungen in verschiedenen Abständen vom Motor ermittelt. In etwa 50 m Entfernung beträgt die Größe der erzeugten Bodenbewegung nur noch $^1/_{10}$ in Amplitude und Beschleunigung. Dabei ist die Vertikalkomponente der Absorption stärker ausgesetzt als die horizontale. Die Einzelheiten sind in Kurven- und Tabellenform zusammengestellt und aus diesen und den zahlreichen wiedergegebenen Registrierungen zu entnehmen.

Bei Häusern zeigte es sich, daß die Erschütterungen mit der Höhe stark zunehmen, allerdings nicht unabhängig von Bauweise und Bauzustand. Die Zunahme betrug im 1. Stockwerk das 2 bis 5fache, im 2. Stockwerk das 10 bis 20fache des Bodenwertes bei annähernd gleichen Perioden. An Häusern vorüberfahrende Fahrzeuge — zwei verschiedenartige — erzeugten dieselben Perioden. Die Amplituden fielen hier allerdings größer aus als bei dem Motorversuch.

Das Gesamtergebnis läßt sich dahin zusammenfassen, daß die Perioden der durch künstliche Erschütterungen erzeugten Bodenbewegung sich mit den der natürlichen mikroseismischen Bodenbewegung des der Beobachtung unterzogenen Bodens decken. Die künstlichen Erschütterungen vergrößern aber die Amplitude. Die Periode der Bodenbewegung wird nur in der näheren Umgebung der Störungsquelle durch diese beeinflußt, d. h. diese erzwungenen Schwingungen haben nur geringe Reichweite. Die gleichzeitig erzeugten freien Schwingungen des Bodens haben größere Reichweite und ergaben bei Häusern infolge von Resonanz stärkere Effekte, insbesondere hinsichtlich der Amplitude. *W. Keil.*

Schädliche Erschütterungswirkungen des Straßenverkehrs.

Von H. J. Menges. *Zeitschr. f. Techn. Phys.* **9.** *S. 311—315. 1928.*

Der Verfasser behandelt einen Fragenkomplex, dem heute erhebliches instrumentelles, allgemein technisches und auch stark wirtschaftliches Interesse zukommt. Mit ähnlichen Fragen haben sich kürzlich auch G. Angenheister und W. Schneider in einer Arbeit beschäftigt, die in der gleichen Zeitschrift erschienen ist[1]), und J. Obata hat ein Meßgerät, das „Ultramikrometer“ ent-

[1]) Siehe das vorstehende Referat.

wickelt, das sich für die Messung derartiger Erschütterungen eignet und es in *Journ. Opt. Soc. of Am.* **16.** *S. 419—432. 1928,* beschrieben[1]).

Mit der Fragestellung: Was soll man unter der Schädlichkeit eines Fahrzeuges verstehen und von welchen Faktoren hängt sie ab, sucht der Verfasser zunächst begriffliche Klarheit über das Problem zu gewinnen. Für die Beanspruchung eines Hauses durch den Straßenverkehr sind eine Reihe von Schwingungen, die durch den elastischen Boden übertragen werden, maßgebend. Man unterscheidet diese durch die Erschütterungsquelle angeregten Schwingungen zweckmäßig in: Eigenschwingungen, erzwungene und Resonanzschwingungen. In ihrer Gesamtheit bedingen sie die schädlichen Erschütterungen eines Bauwerks. Sie sind qualitativ und quantitativ nach Art der Störungsquelle verschieden. Isoliert man die durch einzelne Fahrzeuge erzeugten Erschütterungen, so gelangt man zu dem Begriff „relative Schädlichkeit" eines Fahrzeuges, wenn man die einzelnen Fahrzeuge nach der Schädlichkeit ihrer Erschütterungserzeugung ordnet. Nach diesen Erörterungen wendet sich der Verfasser zunächst der Besprechung einiger fremder Arbeiten zu. Er berichtet über die Untersuchungen von Esser und Kappes, die den Einfluß der Gummibereifungsart und der Straßenbeschaffenheit, des Fahrzeuggewichtes und der Geschwindigkeit auf die Amplitude der Bodenbewegung zu ermitteln versucht haben. Er erwähnt weiter die Arbeiten Wittigs, der das Fahrzeug als Zentrum eines kleinen Erdbebens auffaßt, um die Schädlichkeit der von ihm erzeugten Erschütterungen meßbar erfassen zu können. Wittig definiert als relative Schädlichkeit die größte Beschleunigung des Erdbodens und benutzt die Beziehung $S = A\,\omega^2$, wo A die Amplitude und ω die Kreisfunktion der Bodenbewegung bedeutet.

Aus Betrachtung der Verhältnisse bei Maschinen gelangt der Verfasser zu der Ansicht, daß bei den hier zu untersuchenden dynamischen Beanspruchungen eines Bauwerks die relative Schädlichkeit zweckmäßiger durch den Maximalwert der Größe $A^2\,\omega$, der bei einer gedämpften harmonischen Schwingung der pro Schwingung umgesetzten Dämpfungsarbeit proportional ist, ausgedrückt wird.

Der Verfasser hat Messungen der Bodenbewegung in Frankfurt a. M. für die Straßenbahn angestellt, weiter an einer schlechten Schotterstraße an einem anderen Ort. Hierzu stand ihm ein Horizontalpendel nach Zeißig-Sauer zur Verfügung. Das Instrument wurde am Straßenrand so aufgestellt, daß die zur Fahrtrichtung senkrechte Komponente der Bodenbewegung aufgezeichnet wurde. Es zeigte sich, daß zwei Frequenzbereiche bevorzugt auftraten, von denen der zwischen 12,5 bis 14 Hertz hauptsächlich durch die pneumatikbereiften Lastkraftwagen, der zwischen 16,7 bis 18,2 durch Lastkraftwagen ohne Pneumatik erzeugt wurde.

In zwei sich ergänzenden Diagrammen hat der Verfasser dann die den einzelnen Fahrzeugarten zukommende berechnete relative Schädlichkeit dargestellt. Der günstige Einfluß der Pneumatikbereifung tritt, wie nicht anders zu erwarten war, dabei auffallend zutage.

Mit Nachdruck weist der Verfasser darauf hin, daß diese Messungen Schlüsse auf die tatsächliche Beanspruchung von Bauwerken nicht zulassen. Auch wenn man die in Wänden auftretenden Spannungen ermitteln könnte, würde man den Grad der Gefährdung der Häuser nicht genau bestimmen können, da die Ermüdungserscheinungen der in Betracht kommenden Baustoffe und Verbände noch nicht genügend bekannt sind.

Der Einfluß der Straßenoberfläche trat bei den Messungen deutlich in Erscheinung.

Mit der begründeten Vermutung: „unter Umständen ließ sich auch an Hand von Beobachtungen eine der Erdbebenskala entsprechende Gruppeneinteilung der Verkehrsbeben schaffen, die die Eigenart der dynamischen Dauerbeanspruchung der Bauwerke besonders berücksichtigt" schließt der nicht nur hinsichtlich der behandelten meßtechnischen Fragen anregende Aufsatz. *W. Keil.*

Stoßhaftigkeit von Straßen und Verkehrserschütterungen durch Straßenfahrzeuge.

Von P. Langer und W. Thomé. *Zeitschr. d. V. D. I.* **72.** *S. 1561—1568. 1928.*

Als mittelbare Folge des zunehmenden Verkehrs mit Kraftwagen, insbesondere mit schweren Lastkraftfahrzeugen ist das Problem, die durch diesen Verkehr erzeugten Erschütterungen zu messen,

[1]) Referat in *dieser Zeitschr.* **48.** *S. 614. 1928.*

stark in den Vordergrund getreten. Zahlreiche neuere Untersuchungen (vgl. die beiden vorstehenden Referate) beweisen das hohe Interesse, das dieser Frage gegenwärtig entgegengebracht wird. Sie beweisen aber auch, daß die Anschauungen über die charakteristischen Merkmale dieser Erschütterungen noch weit auseinandergehen und daß in begrifflicher Hinsicht noch keine rechte Klarheit herrscht. Ebenso gehen die Meinungen über die Meßgeräte, die sich für diesen Zweck am besten eignen, noch weit auseinander.

Auf Grund eingehender Überlegungen gelangen die Verfasser zu dem Entschluß, nicht ein seismographenartiges Instrument zu ihren Messungen zu benutzen, sondern einen besonderen statischen Beschleunigungsmesser. Die Wirkungsweise dieses Instruments besteht darin, daß eine Masse, die durch Feder- oder magnetische Kraft von bekanntem Maß gegen einen Anschlag vorgespannt wird, sich unter Einwirkung einer hinreichenden Beschleunigung vom Anschlag abhebt. Die Anschläge sind als elektrische Kontakte ausgebildet, so daß die Abhebung der Masse einen Strom unterbricht, was chronographisch registriert wird.

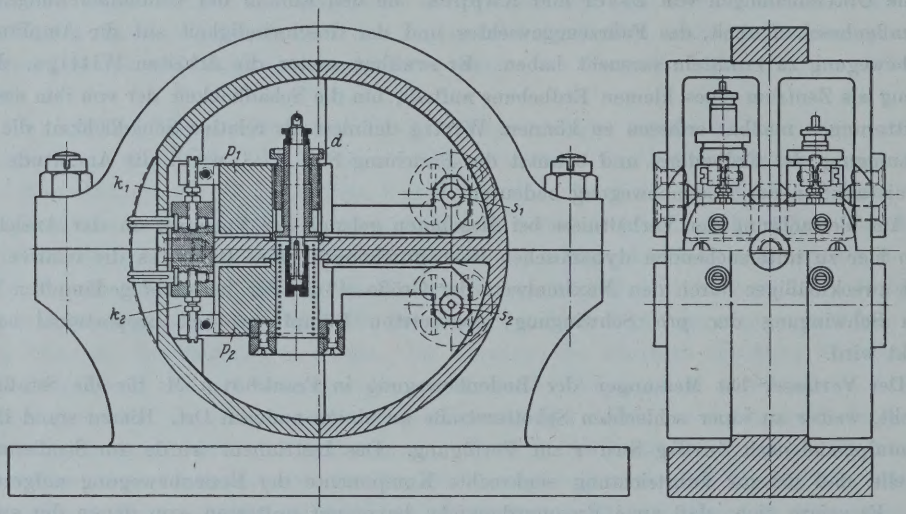


Abb. 1. Beschleunigungsmesser für die Ermittelung des Straßenzustandes.
$p_1\ p_2$ die gegeneinander federnd vorgespannten Meßpendel,
$s_1\ s_2$ Drehp nkte der Meßpendel,
$k_1\ k_2$ Kontaktstellen,
d Vorspann-Mikrometerschraube.

Der verwendete Beschleunigungsmesser besteht aus vier einzelnen Massependeln, die durch Betätigung von Mikrometerschrauben auf verschiedene Schwellenwerte von Beschleunigungen eingestellt werden. Diese Beschleunigungswerte werden durch Eichung ermittelt. Das Gerät wird an der zu untersuchenden Stelle aufgestellt, die Registrierung kann in beliebiger Entfernung davon stattfinden. In Abb. 1 sind zwei Schnittzeichnungen des verwendeten Instruments gegeben.

Da die Verkehrserschütterungen wesentlich von der sogenannten „Stoßhaftigkeit“ der Verkehrsbahn abhängen, so ermitteln die Verf. zunächst diese Eigenschaft der jeweils zu untersuchenden Straße, indem sie an einem besonderen Meßfahrzeug bekannter elastischer Eigenschaften mit Hilfe der in dies Fahrzeug fest eingebauten Beschleunigungsmessern die bei bestimmten Fahrtgeschwindigkeiten auftretenden Stöße messen und zählen, d. h. also indem sie sozusagen die Straße abtasten. Sie ordnen dann die Stöße nach ihrer Größe und bilden die Häufigkeitszahlen für die Einheitswegstrecke, die sie in der üblichen Weise in Kurvenform darstellen und gelangen so zu einer sehr übersichtlichen Charakteristik des Straßenzustandes. Die Kennlinien — Häufigkeitskurven — zeigen im allgemeinen hyperbolischen Verlauf, wie die in Abb. 2 dargestellten Beispiele zeigen. Die Kurven lassen ohne weiteres Schlüsse über den Zustand der einzelnen Straßen zu und bedürfen einer weiteren Erläuterung nicht.

Als Wertungszahl, „Stoßgrad“, bezeichnen die Verfasser aus einleuchtenden Gründen, die sie ausführlich darlegen, die Größe des Stoßes, der mit der Häufigkeit 10 pro 100 m Fahrstrecke auf-

tritt und die Dimension der Beschleunigung m/sec² hat. Der Stoßgrad hängt bei bestimmter Fahrtgeschwindigkeit von der Beschaffenheit der Bereifung und dem Straßenzustand ab. Nach der Ermittlung des Stoßgrades können die Bodenbeschleunigungen durch Variation der Meßbedingungen, wie: der Geschwindigkeit, der Entfernung des Meßgeräts und anderen ermittelt werden, was die Verf. für eine Reihe von Straßen der Stadt Essen durchgeführt haben.

Ohne Einzelheiten mitzuteilen, seien hier nur die Hauptergebnisse, die bei den ausgedehnten Untersuchungen gewonnen wurden, angeführt:

1. Die höchsten Bodenbeschleunigungen steigen schneller als linear mit der Fahrgeschwindigkeit nach Art einer parabolischen Kurve.

2. Die höchsten Bodenbeschleunigungen nehmen schnell mit der Entfernung von der Erregungsstelle nach einer hyperbolischen oder Exponentialkurve ab.

Den Seismographen lehnen die Verf. als Meßgerät für den vorliegenden Zweck ab, weil bei der Ermittlung der Höchstbeschleunigungen der Bodenbewegung aus Seismogrammen unter der üblichen Annahme eines Sinuscharakters dieser Bewegung schwere Fehler nicht ausgeschlossen werden können. Ebenso halten sie die Beurteilung von Verkehrserschütterungen nach den bekannten Erdbebenskalen als unzulässig. Hinsichtlich der Einzelheiten, die diesen wichtigen Schlüssen zugrunde liegen, die sorgfältig diskutiert werden und ernste Beachtung verlangen, muß auf die Originalarbeit verwiesen werden. *W. Keil.*

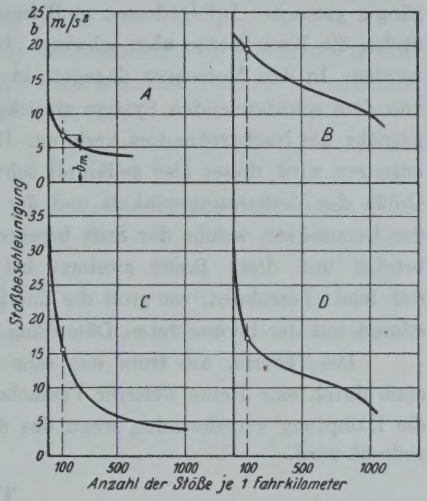


Abb. 2. Vier kennzeichnende Straßenzustandslinien, aufgenommen auf der Versuchsstrecke Braunschweig. *A* Teermakadam, *B* Kleinpflaster, *C* bewehrter Beton, *D* Steinschlagasphalt.

Eine neue Methode zur Dämpfung der Schwingungen eines Kreiselkompasses.

Von O. Martienssen. *Physikal. Zeitschr. 1928. S. 295.*

In *dieser Zeitschr.* **39.** *S. 165. 1919* beschrieb O. Martienssen einen Kreiselkompaß, welchen er bald darauf mit einer neuen, eigenartigen Dämpfungseinrichtung versah, die in dem vorliegenden Aufsatz beschrieben und erläutert wird.

Diese Dämpfungseinrichtung widerspricht scheinbar den Grundgesetzen der Mechanik und hat die Erklärung zu starken Kontroversen in einem Patentprozeß geführt.

Bezüglich der Beschreibung des Kompasses muß auf den genannten Aufsatz in dieser Zeitschrift verwiesen werden. An Stelle der dort beschriebenen Dämpfungseinrichtung ist jetzt eine Einrichtung getreten, bei der einfach durch ein kleines Übergewicht im Osten des schwimmenden Systems, oder im Westen des dem schwimmenden System nachgedrehten Systemes das untere Rosenachsenende gegen die im Westen liegende Backe des nachgedrehten Systems leicht angedrückt wird. Es wird hier daher scheinbar ein ungedämpft schwingendes System lediglich durch Schwerpunktsverlagerung zu einem gedämpft schwingenden System umgewandelt. Dabei sei erwähnt, daß, wenn durch passende Schwerpunktslage das Rosenachsenende gegen die im Osten liegende Backe angedrückt wird, die Schwingungen des Kompasses nicht gedämpft, sondern beschleunigt werden.

Die Erklärung dieser eigenartigen Dämpfung liegt in folgendem:

Da die Kreiselachse eines Kreiselkompasses zusammen mit dem schwimmenden System gleichzeitig Azimutschwingungen und Elevationsschwingungen ausführt, ist die Bahn, welche die untere Rosenachsenspitze beschreibt, zwar relativ zur Kreiselachse eine gerade Linie, relativ zur Erde dagegen eine Lemniskate. Durch die Nachdrehvorrichtung, die durch einen elektrischen Kontaktgeber betrieben wird, wird nun das nachgedrehte System und mit ihm die Führungsbacken nicht genau den Azimutschwingungen der Kreiselachse nachgedreht, sondern ruckweise, so daß für gewisse kurze Momente die Nachdrehung schneller erfolgt als die Azimutbewegung der Kreiselachse, für dazwischenliegende kurze Momente aber das nachgedrehte System gegenüber der Kreiselachse relativ in Ruhe bleibt. In diesen letzteren Zeitmomenten ist daher die Rosenachsenspitze bei der Beschreibung der

Lemniskate durch die Führungsbacken behindert und muß, um ihre Bewegung auszuführen, das ganze kardanisch aufgehängte System um einen allerdings minimalen Winkel verkanten. In den Momenten dagegen, wo die Nachdrehung erfolgt, wird die Berührung zwischen Stift und Backe aufgehoben und diese Verkantung durch den Wendemotor, welcher die Nachdrehung besorgt, rückgängig gemacht. Infolgedessen muß immer in den Momenten, in welchen keine Nachdrehung stattfindet, die Kreiselachse aber schwingt, bei der Schwingung Energie durch die Verkantung verzehrt werden. In den Momenten dagegen, in welchen die Nachdrehung erfolgt, wird diese Energie nicht von dem schwimmenden System zurückgewonnen, sondern geht durch Reibung in dem Schneckengetriebe des Nachdrehmotors verloren. Die Folge davon ist, daß dem schwingenden System Energie entzogen wird, dieses also gedämpft schwingen muß. Die Größe der Dämpfung ergibt sich aus der Größe des Verkantungswinkels und der für diese Verkantung benötigten Energie. Da die Breite der Lemniskate, welche der Stift beschreibt, bei dem praktisch ausgeführten Kompaß etwa 5 mm beträgt und diese Breite zweimal bei einer vollkommenen Schwingung durchlaufen wird, läßt sich leicht berechnen, wie groß die Energie ist, die dem schwingenden System entzogen wird. Diese stimmt mit der beobachteten Dämpfung überein.

Die Theorie, die trotz der sehr einfachen Einrichtung allerdings kompliziert erscheint, ist auch durch eine Reihe weiterer Versuche einwandsfrei bestätigt worden, zum Beispiel dadurch, daß die Dämpfung verschwindet, wenn das die Backen tragende System den Schwingungen nicht nachgedreht wird. *Autorreferat.*

Torische Linsen.

(On toric lenses).

Von T. Smith. *Trans. Opt. Soc.* **29.** *S. 71—87. 1927/28.*

Der Verfasser behandelt allgemein torische Linsenfolgen, die zwar eine gemeinsame Flächennormale haben, die Hauptschnitte aber eine beliebige Lage haben können. Nimmt man in Ding- und Bildraum die Normale, die Achse der Folge, zur X-Achse, so hat das Eikonal die Form

$$E = \frac{1}{2} a M^2 + \frac{1}{2} b N^2 + \frac{1}{2} c M'^2 + \frac{1}{2} d N'^2 + e M N + f M' N' - g M N' - h M' N - i M M' - j N N' + \text{Glieder höherer Ordnung.}$$

Die Größen $a, b \ldots j$ entsprechen denen, die bei einer achsensymmetrischen Folge die Gaußische Abbildung kennzeichnen. Bei Beschränkung auf diese Glieder werden also in der Smithischen Arbeit alle Linsenfolgen untersucht, bei denen eine gemeinsame Flächennormale besteht. Da eine einzelne Fläche 3 Konstante liefert (Lage und Krümmung der Hauptschnitte), ein Abstand eine weitere, so kann die allgemeine Form für E erst durch 3 Flächen erreicht werden. Smith leitet die Formeln für die Zusammensetzung von Eikonalen ab. Im Auge kommen 3 Flächen mit endlichem Abstande in Frage, Hornhaut, vordere und hintere Linsenfläche, deren Hauptschnitte beliebig zueinander liegen können. Das Brillenglas hat nur zwei Flächen, ist es außerdem dünn, so liefert es tatsächlich nur drei Konstante. Beim astigmatischen Auge ist die Hebung aller Fehler allgemein auch dann nicht möglich, wenn man sich auf einen Dingabstand beschränkt. Zwar kann man auf der Netzhaut ein von Astigmatismus freies Bild eines Punktes entwerfen, aber auch eine kleine Umgebung wird mit Verzerrungen und Verdrehungen abgebildet; die praktische Bedeutung dieser Fehler dürfte freilich nicht groß sein. *H. Boegehold.*

Grundformen für die Theorie unsymmetrischer Folgen von brechenden oder spiegelnden Flächen.

(Canonical forms in the theory of asymmetrical optical systems.)

Von T. Smith. *Trans. Opt. Soc.* **29.** *S. 88—98. 1927/28.*

Die Arbeit ist noch allgemeiner als die vorhergehende, indem sie sich auf alle unsymmetrischen Folgen bezieht; andrerseits wird ein Teil der dort betrachteten Größen, die mit der Lagenbeziehung von Ding- und Bildraum zusammenhängenden, ausgeschlossen. Wählt man zunächst die X-Achse im Bildraume so, daß sie beim Durchgang durch die Folge aus der des Dingraumes entsteht, so enthält das Eikonal keine Glieder erster Ordnung in M, N, M', N'; also stellen die

10 Werte $a, b, c, d, e, f, g, h, i, j$ allgemein die der Gaußischen Abbildung entsprechenden Größen dar. Durch Verschiebung beider Koordinatenanfangspunkte und durch unabhängige Drehung beider Koordinatensysteme um die X-Achse kann man aber die Zahl der Koeffizienten auf 6 herabdrücken. Smith zeigt, daß von der charakteristischen Funktion das Gleiche gilt wie vom Eikonal, und daß Larmors Darstellung von 1889 nicht ganz richtig ist.

Der Berichtende macht darauf aufmerksam, daß aus der Darstellungsform des Eikonals sich dasselbe folgern lassen muß wie bei Gullstrand[1]). Vorläufig sei hier bemerkt: zu den vereinfachten Formen von Smith gehört der Fall $b = -a$, $d = -c$, $e = f = 0$, also

$$E = \frac{1}{2} a (M^2 - N^2) + \frac{1}{2} c (M'^2 - N'^2) - g M N' - h M' N - i M M' - j N N'.$$

Hier verlaufen die vom unendlich fernen Punkte der Achse kommenden Strahlen bildseitig so, daß die Koordinatenebenen die Hauptschnitte sind. Die beiden Fokalpunkte haben die X-Koordinaten $t_1' = \frac{c}{n'}$, $t_2' = -\frac{c}{n'}$. Das entsprechende gilt auf der Dingseite $\left(t_1 = \frac{a}{n}, \quad t_2 = -\frac{a}{n}\right)$. Für $c = 0$ wird der unendlich ferne Punkt anastigmatisch abgebildet. Für $g i + h j = 0$ ist auf der Dingseite der unendlich ferne Punkt ein Orthogonalpunkt, für $h i + g j = 0$ auf der Bildseite.

Das Abbildungssystem ist semitordiert:

1) für $a = 0$, 2) für $c = 0$, 3) für $4 a c = (i^2 + j^2)\left(1 - \frac{g h}{i j}\right) - (g^2 + h^2)\left(1 - \frac{i j}{g h}\right)$.

Orthogonalsysteme hat man:

1) für $a = c = 0$; 2) für $c = 0$, $h i + g j = 0$; 3) für $a = 0$, $g i + h j = 0$;
4) für $g = h = 0$; 5) für $i = f = 0$.

Die Konstanten sind nicht ganz willkürlich, es muß $g h - i j \gtrless 0$ sein, wie Smith auch in einer späteren Arbeit [*Trans. Opt. Soc.* **29.** *S. 175 Anm.*] bemerkt.

H. Boegehold.

Die Hauptkoeffizienten bei unsymmetrischen Linsen.

(The primordial coefficients of asymmetrical lenses.)

Von T. Smith. *Trans. Opt. Soc.* **29.** *S. 167—178. 1927/8.*

Auch diese Arbeit beschäftigt sich mit den 10 Werten der Koeffizienten, die bei einer unsymmetrischen Folge der Gaußischen Abbildung entsprechen. Der Verfasser gibt eine verhältnismäßig bequem zu erhaltende Gruppe von 16 Werten an, zwischen denen natürlich 6 Beziehungen bestehen und die mit den Koeffizienten sowohl des Eikonals wie der charakteristischen Funktion zusammenhängen. Weiter werden Formeln für die Zusammensetzung mehrerer Folgen gegeben. Drei dünne Linsen können noch nicht alle Möglichkeiten darstellen.

Smith benutzt hier, wie auch gelegentlich sonst, die Theorie der Matrizen und gibt deshalb zur Einleitung eine kurze Darstellung dieser Lehre. *H. Boegehold.*

Die Theorie aplanatischer Flächen.

(The theory of aplanatic surfaces).

Von T. Smith. *Trans. Opt. Soc.* **29.** *S. 179—186. 1927/28.*

Der Verfasser kommt zu dem Ergebnis, daß eine optische Flächenfolge dann und nur dann eine bestimmte Dingfläche auf eine Bildfläche vollkommen scharf abbilde, wenn das Eikonal eine homogene Funktion ersten Grades von drei Veränderlichen sei, die ihrerseits linear von den Richtungskosinus $L, M, N; L', M', N'$, abhingen. Daraus wird gefolgert, daß eine solche Abbildung allgemein affin sei und daher beispielsweise eine Ebene nur auf eine Ebene abgebildet werden könne usf.

Satz und Schlußfolgerung sind unrichtig. Wie H. Bruns 1895 ableitete, läßt sich für die Abbildung beliebiger Flächen unter beliebiger Verzerrung ein Eikonal herstellen, [wobei sogar noch eine Willkür bleibt. (S. das Czapskische Lehrbuch 3. Aufl. 230).

[1]) Das allgemeine optische Abbildungssystem 1915. Besprechung in *dieser Zeitschr.* **37.** *S. 187—192; 201—208. 1917.*

Will man beispielsweise eine Ebene durch eine achsensymmetrische Folge auf ein Paraboloid abbilden:

$$x = 0, \qquad y = R \cos v, \qquad z = R \sin v,$$

$$x' = \frac{R^2}{2p}, \quad y' = R \cos v, \qquad z' = R \sin v,$$

und setzt für die von Bruns $\psi\,(u, v)$ gesetzte Funktion ein $-R$, so bekommt man für das Eikonal (das Vorzeichen ist nach Smith entgegengesetzt wie bei Bruns),

$$E = \frac{p\,(1 - \sqrt{(n'M' - nM)^2 + (n'N' - nN)^2})}{2n'L'},$$

was auch nicht unter die Smithische Regel paßt.

Herr Dr. Herzberger machte mich darauf aufmerksam, daß der auf S. 182 oben stehende mathematische Satz nicht allgemein richtig ist, dadurch ist der Irrtum entstanden.

H. Boegehold.

Über die Ausschaltung von Störungen und Empfindlichkeitsabweichungen bei registrierender Photometrierung.

Von C. Müller. *Zeitschr. f. techn. Physik.* **9.** *S. 154. 1928.*

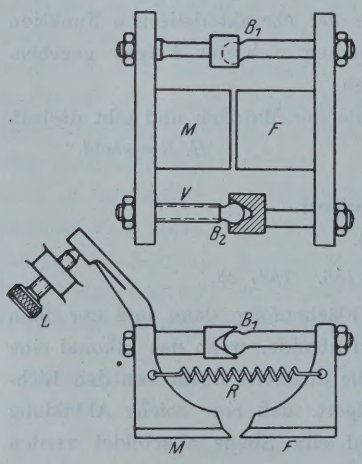
Das vom Verfasser in einer früheren Veröffentlichung angegebene Verfahren, unter Ausschaltung von Störungen spektrale Effekte, z. B. spektrale Durchlässigkeitskurven von Farbgläsern registrierend aufzunehmen, wird in vorliegender Arbeit auf die Photometrierung von Glühlampen angewendet. Die Intensität der zu photometrierenden Lampe wird mittels Photozelle und Saitengalvanometer registriert. Mit Hilfe einer Vergleichslampe und eines Stufensektors werden gleichzeitig in kurzen Abständen auf den Registrierstreifen bekannte Teilintensitäten aufgetragen, so daß Nullpunktsschwankungen und Empfindlichkeitsänderungen erkennbar sind und für die Messung ausgeschaltet werden. Durch Drehung der Lampe und unmittelbare Kuppelung der Drehbewegung mit einer Registrierplatte werden Aufnahmen von Lichtverteilungskurven in Polarkoordinaten erzielt.

Sp.

Ein Spektrographenspalt.

(*Fente de spectrographe.*)

Von M. Armand de Gramert. *Revue d'Optique.* **7.** *S. 68. 1928.*



Es wird eine Konstruktion beschrieben, durch die eine genaue Einstellung der Spaltbreite und die Parallelstellung der Spaltbacken erreicht wird. Der Spalt besteht aus einem festen Teil F und einem beweglichen M (s. Abb.). Der bewegliche Teil schwingt demnach um eine zum Spalt parallele Achse; die Punkte B_1 und B_2 sind die Drehpunkte. Die Bewegung erfolgt durch eine Mikrometerschraube L, die auf die Verlängerung der beweglichen Spaltbacke einwirkt. Zwei Federn R dienen zum Schließen des Spaltes und pressen die beweglichen Teile in den Drehpunkten B_1 und B_2 zusammen. Die Trommel der Schraube ist in 10 Teile, je einem $^1/_{100}$ mm entsprechend, geteilt. Die Parallelstellung der Spaltbacken erfolgt durch Verschieben des Drehpunktes B_2 mittels der Schraube V. Durch zwei von außen verstellbare Blättchen kann ein Teil des Spaltes, dessen Länge 36 mm beträgt, abgeblendet werden. Die ganze Einrichtung ist fest montiert und durch ein Gehäuse geschützt, der Spalt selbst durch eine Quarzplatte.

Sp.

Ein Elektrodynamometer mit fast gleichmäßig geteilter Skala.

Von Dr. Ing. Bubert. *Elektrotechnik und Maschinenbau, Heft 17. 1928.*

Bei den gewöhnlichen Dynamometern, deren Spulenanordnung Abb. 1 zeigt, ergibt sich eine etwa quadratische Skalenteilung, da das wirksame Feld der festen Spule für die verschiedenen

Stellungen des beweglichen Systems angenähert das gleiche ist. Damit eine gleichmäßig geteilte Skala erzielt wird, ist es erforderlich, daß das wirksame Feld der festen Spule nach einer gleichseitigen Hyperbel mit der Verdrehung des beweglichen Systems abnimmt. Diese Verteilung des Feldes wird angenähert erreicht durch eine vom Verfasser vorgeschlagene und in Abb. 2 dargestellte Form der festen Spulen. Die der Anfangs- und Endstellung der beweglichen Spule entsprechenden beiden Spulenseiten (*A* und *E*) sind nicht gleich ausgebildet, sondern die Anordnung ist so getroffen, daß mehr als die Hälfte der Windungen der festen Spulenseite *E*, die der Endstellung der beweglichen Spule entspricht, auf einer Fläche *b* verteilt ist, die sich sehr eng an die von der beweglichen Spule beschriebene Rotationsfläche anschließt. Dadurch ist die Zahl der auf das bewegliche System wirkenden Amperewindungen in der Anfangsstellung am größten und nimmt nach der Endstellung hin ab. Die Spulenseite *A* ist zur Erzeugung des erforderlichen hohen wirksamen Feldes in der Anfangsstellung so gestaltet, daß die von ihr erzeugten Kraftlinien senkrecht zur Bewegungsrichtung der beweglichen Spule verlaufen. Die Teilung der Skala wird hauptsächlich durch die Verteilung der Windungen der Spulenseite *E* bedingt. Je stärker die Windungen nach der Anfangsstellung *U* zusammengedrängt werden, desto mehr zieht man die Skala am Anfang auseinander. Eine vollständig gleichmäßige Teilung von der Anfangs- bis zur Endstellung ist allerdings unmöglich, da hierzu in der Anfangsstellung ein Feld von unendlicher Stärke erzeugt werden müßte. Durch das Auseinanderziehen der Skala in der Nähe des Nullpunktes wird der Wattverbrauch erhöht, der Skalenverbesserung ist dadurch also praktisch eine Grenze gesetzt.

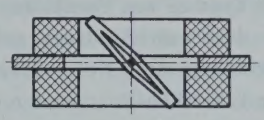


Abb. 1.

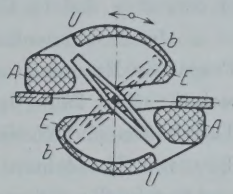


Abb. 2.

Ein nach den vorstehenden Gesichtspunkten gebautes Meßgerät mit Spitzenlagerung für 150 V bei 100 mA Stromverbrauch und einem Federdrehmoment von 0,11 cg wird beschrieben. Der Leistungsverbrauch des Meßwerks beträgt etwa 0,9 W, die Feinteilung beginnt bereits beim 15. Teil des Endwertes, vom 10. Teil des Endwertes ist die Skalenteilung fast ganz gleichmäßig. Die Eichkurve erreicht annähernd die Kurve des bekannten Brugerschen Dynamometers. Gegenüber diesem Instrument hat das vom Verfasser vorgeschlagene Gerät den Vorzug, daß eine normale Drehspule verwendet werden kann. Die Einstellsicherheit entspricht der eines gleichwertigen, gewöhnlichen Dynamometers von 0,16 bis 0,18 cg Federdrehmoment. Der Selbstinduktionskoeffizient des Meßwerks beträgt im Mittel 0,045 H, der Unterschied in der Anzeige bei Gleich- und Wechselstrom ist daher kleiner als 0,1 ‰. *Lh.*

Normung im Vermessungswesen.

Der Fachnormenausschuß für das Vermessungswesen[1]) ist nun mit bestimmten Vorschlägen an die Öffentlichkeit getreten. Die in den einschlägigen Fachzeitschriften mitgeteilten Entwürfe beziehen sich auf die Normung von Fluchtstäben, Meßlatten, Stahlmeßbändern und Nivellierlatten.

Bei dem mit Verm 6 bezeichneten Entwurf für die Normung von Fluchtstäben werden solche mit kreisförmigem und mit dreieckigem Querschnitt angeführt; da die letzteren z. B. für die Winkelmessung bei Polygonzügen ungeeignet sind, so würde man sie wohl besser nicht normen. Auf dem mit Verm 8 bezeichneten Normungsblatt für Stahlmeßbänder mit Endringen müßte im Zusammenhang mit der Länge angegeben werden, daß diese durch die Achsen der Ziehstäbe bestimmt ist.

Drei, mit Verm 3, Verm 4 und Verm 5 bezeichnete Entwürfe beziehen sich auf die Normung von Nivellierlatten; dabei ist unterschieden zwischen Nivellierlatten für einfache Messungen, Nivellierlatten für Messungen mittlerer Genauigkeit und Fein-Nivellierlatten mit Invarband-Teilung. Bei der Ausführung von Feinnivellements handelt es sich in den meisten Fällen um Messungen für besondere Zwecke; die dabei zu benutzenden Latten zu normen halte ich nicht für empfehlenswert.

Bei den Entwürfen sind für die Bezifferung der Nivellierlatten auf dem Kopf stehende oder umgekehrte Ziffern angenommen, so daß sie im Gesichtsfeld des Fernrohrs aufrecht stehen. Um-

[1]) Vgl. *diese Zeitschr.* **48**, *S. 138. 1928.*

gekehrte, dem Sinn der Teilung entgegenstehende Ziffern sind sinnwidrig; dies geht ganz klar aus der auf dem Entwurfsblatt Verm 3 unter *B* beigegebenen Zeichnung einer Latte mit doppelter Bezifferung hervor. Bei dieser Latte muß die gewöhnliche Bezifferung — entsprechend dem zunehmenden Sinn der Teilung — aufrechte Ziffern und die dekadische Bezifferung — aus demselben Grunde — umgekehrte Ziffern aufweisen. Daß auch bei aufrecht stehenden Lattenziffern bildumkehrende oder astronomische Fernrohre benutzt werden, ist selbstverständlich.

Zu den Wendelatten ist auf dem Blatt Verm 4 bemerkt, daß die beiden Teilungen auf der Rück- und der Vorderseite der Latte um 3,335m verschoben sein sollen; dies ist doch offenbar so zu verstehen, daß der Unterschied zwischen beiden Teilungen eben gleich einer unrunden Zahl sein soll.

Im Zusammenhang mit dem Vorstehenden ist auf eine sehr beachtenswerte Mitteilung[1]) „Zur Frage der Normung und Typung von Theodoliten und Nivellierinstrumenten" von *A. Fennel* hinzuweisen. Man kann der dort zum Ausdruck gebrachten Anschauung der Hersteller, wonach bei Theodoliten und Nivellierinstrumenten Normungsversuche besser unterbleiben, nur zustimmen. Den Bau von Theodoliten und Nivellierinstrumenten durch Normen festzulegen, wäre unter Umständen verhängnisvoll; andererseits ist aber eine „Vereinheitlichung und Vereinigung der Typen" — wie dies einige Firmen bereits getan haben — nicht nur im Interesse der Hersteller sondern auch der Verbraucher. *P. W.*

Bücherbesprechungen.

Fritz Weigert, Optische Methoden der Chemie. 8°. XVI, 632 S. mit 341 Abb. im Text und auf 16 Tafeln. Leipzig 1927. Akademische Verlagsgesellschaft m. b. H.

Mit Recht sagt der Verfasser im Vorwort, die mechanisch-optische Technik sei in der Konstruktion optischer Instrumente so weit fortgeschritten, daß für jeden Zweck ausgezeichnete Spezialinstrumente verschiedenster Art vorhanden seien, mit denen auch ein unerfahrener Benutzer an Hand der eingehenden Gebrauchsanweisungen leicht eine brauchbare Messung ausführen könne, und zwar oft mit solch bestechender Sicherheit, daß er gar nicht daran denke, daß die eigentliche Schwierigkeit in der richtigen Kritik und Deutung der Messung liege. Auf diese verborgenen Schwierigkeiten, die meist in einer Überschätzung oder Unterschätzung der Genauigkeit der Messungen liegen, in möglichst weitgehendem Maße aufmerksam zu machen, hat der Verfasser ganz besonders mit dem vorliegenden Werke bezweckt. Sicher wird es nicht nur der Chemiker, sondern auch der Physiker künftig gern zur Hand nehmen, um sich über solche optische Messungen zu unterrichten, die in Kohlrauschs Lehrbuch der praktischen Physik oder in den physiko-chemischen Messungen von Ostwald-Luther zu kurz weggekommen sind. Lobend sei erwähnt, wie man bei der Lektüre des Buches immer wieder bemerken kann, daß fast überall die umfassende persönliche Laboratoriumserfahrung des Verfassers seinen Ausführungen zugrunde liegt.

Ein außerordentlich umfangreiches Tatsachenmaterial ist vom Verfasser zusammengetragen worden. An dieser Stelle muß die Aufzählung der einzelnen Kapitel genügen, um eine Vorstellung über den reichen Inhalt des Buches zu bekommen. Das Kapitel: Allgemeine Bemerkungen über optische Instrumente und ihre Verwendung, umfaßt 22 Seiten, Lichtquellen 22, Strahlenfilter 21, Photographische Operationen 15, Spektroskopie 34, Photometrie 60, Spektralphotometrie 73, Kolorimetrie und Nephelometrie 17, Farbenmessung 21, Energiemessungen 31, Photochemische Messungen 42, Mikroskopie und Ultramikroskopie 72, Bestimmung der Lichtbrechung 38, Analyse von polarisiertem Licht 45, Untersuchung schwacher Lichterscheinungen und Lumineszenz 32 Seiten. Die schnelle Orientierung in dem Werke wird durch ein ausführliches Inhaltsverzeichnis, Autoren- und Sachregister sehr erleichtert. Mit besonderer Sorgfalt ließ der Verleger die auf den 16 Tafeln stehenden 42 Figuren reproduzieren, welche noch besonders durch 10 Seiten Text genau erläutert werden.

Leider muß aber der Ref. auch feststellen, daß er bei der Durchsicht des Buches auf eine allzu große Anzahl von sinnstörenden Druckfehlern und Unrichtigkeiten gestoßen ist, die sich zumal bei grundlegenden Definitionen recht unangenehm bemerkbar machen. Der Verfasser sollte größten Wert darauf legen, in der zweiten Auflage, die ja wohl nicht lange auf sich warten lassen wird,

[1]) *Allg. Vermessungsnachr. 1928. S. 626.*

alle Versehen möglichst auszumerzen. Um ihm das zu erleichtern, sei wenigstens ein Teil der Fehler im folgenden besonders erwähnt.

Auf S. 24 unten ist bei der Hefnerlampe in der Gleichung der Faktor 0,0004 durch 0,00015 zu ersetzen (Kohlrausch, 15. Aufl., S. 415); der unter der Gleichung stehende Satz ist nicht zutreffend, weil die Hefnerlampe doch die auf ihr beruhende Lichteinheit (Hefnerkerze) auf $\pm$ 1% gewährleistet. Auf S. 42 oben muß hinzugefügt werden, daß bei der Methode der Reststrahlen als Lichtquelle gewöhnlich auch der Auerbrenner (ohne Zugglas) oder der schwarze Körper verwandt wird. S. 51: sehr dünne Präzisionsküvetten haben Schichtdicken von 2μ, und nicht von 2 mμ. Damit in die Tabelle auf S. 61 Sinn kommt, sind die beiden Köpfe „Schichtdicke" und „g in 100 ccm Lösung" (also nicht W.) miteinander zu vertauschen. Auf S. 96 Mitte muß es mit abnehmender Wellenlänge heißen statt mit zunehmender. S. 106 Mitte: das Wellenlängen-Normal 0,64384696 μ gilt für trockne Luft von 15° und 760 mm Druck, aber nicht im Vakuum. S. 110 unten: Nernststifte werden auch in Deutschland angefertigt, und zwar von der Glühlampenfabrik Glasco-Lampen-Gesellschaft zu Berlin. Auf S. 119 unten muß es bei der Definition der Beleuchtungseinheit Lux lauten Meter statt Zentimeter. Im § 95, Vergleichsfelder, auf S. 123, wäre ein Hinweis auf die Arbeit: Einfluß der Beugung auf das Verschwinden der Trennungslinie im Gesichtsfelde photometrischer Vergleichsvorrichtungen, Zeitschr. f. Instrkde. 24. S. 70. 1904, wohl angebracht. S. 125: bei der Lichtschwächung durch eine feststehende Sektor-Vorrichtung läßt man praktischerweise zwei Glasparallel epipede rotieren, und nicht vier Glasprismen; die Fig. 58 ist dementsprechend abzuändern.

Die Strahlungsgesetze auf den S. 287 und 288 enthalten viele Fehler (im Kohlrausch, S. 438 bis 440, steht alles richtig); S. 287 Z. 13 lies $\frac{\text{Watt}}{\text{cm}^2\,\text{Grad}^4}$ statt $\frac{\text{Watt}}{\text{cm}^2\,\text{sec}\,\text{Grad}^4}$, Z. 15 im Ausdruck für σ lies im Zähler k^4 statt h^4, Z. 20 lies $2E_\lambda\,d\lambda$ statt $E_\lambda\,d\lambda$, Z. 23 lies $2E_\lambda \ldots$ statt $E_\lambda \ldots$, Z. 29 und 30 lies beide Male im Exponenten $-c_2/(\lambda T)$ statt $-c^2/\lambda T$; S. 288 in der Gleichung für E lies beide Male $2E_\lambda$ statt E_λ, sowie weiter unten $\frac{\lambda_1+\lambda_2}{2}$ statt $\frac{\lambda_1-\lambda_2}{2}$. Zu S. 301 sei bemerkt, daß einfaches, blank gehaltenes Nickelpapier einen vorzüglichen Wärmeschutz liefert. Auf S. 308 muß es in der Erklärung zur Fig. 143 heißen G statt F. Auf S. 339 ist die Fig. 155, Fall 3, unrichtig: die Ziffern 1 und 2 müssen miteinander vertauscht werden. S. 432 Mitte lies 1,00027 (für Natriumlicht) statt bloß 1,00029. Auf S. 455 oben wird die Gleichung richtig, wenn auf ihrer rechten Seite der Bruch als Exponent zu e geschrieben wird; der dazu gehörige Text ist indessen völlig verkehrt, wie ein Vergleich mit Kohlrausch, S. 403 und 434, lehrt. In der Gleichung auf S. 460 Mitte muß der Bruch lauten $\frac{760\,(1+\alpha t)}{p}$ statt $\frac{p\,(t+\alpha t)}{760}$. Auf S. 474 wird der Glasplattensatz unrichtig beschrieben; läßt man an einem solchen natürliches Licht unter dem Polarisationswinkel reflektieren, so ist alles reflektierte Licht vollständig nach der Einfallsebene polarisiert; der Verfasser lese Kohlrausch S. 362 und Zeitschr. f. Instrkde. 47. S. 464. 1927. Das Wollaston-Prisma in Fig. 259 auf S. 476 ist fehlerhaft gezeichnet; eine richtige Abbildung findet sich z. B. im Handbuch der Physik Bd. 19. S. 763. 1928. Auf S. 477 Mitte ist zu verbessern, daß das Viertelwellen-Glimmerblättchen für Natriumlicht eine Dicke von 0,027 mm hat. S. 479 Z. 16 lies Analysators statt Polarisators; der Satz Z. 24 bis 26 muß richtig lauten: „Wenn das Glanzlicht fast völlig ausgelöscht ist, erfolgen die Schwingungen des vom Polarisator durchgelassenen Lichtes in der Vertikalebene." (denn der Polarisator wird doch schief gegen eine horizontale Fläche gehalten!). S. 488 Z. 16 lies $\frac{\sin\varphi}{n}$ statt $n\cdot\sin\varphi$; Z. 18 lies $(\varphi-\chi)$ statt $(\varphi-x)$.

Zu S. 492: der erste (1860) Verfertiger einer Halbschatten-Vorrichtung, Jellett, schreibt sich mit doppeltem t (Kohlrausch S. 378). Der Satz auf S. 496 Z. 2 bis 3 von unten ist unrichtig, denn eine Drehung der Polarisationsrichtung findet nur deshalb statt, weil gerade der Quarz auch in Richtung seiner optischen Achse Doppelbrechung aufweist. Zu S. 497: in Saccharimetern werden durch die geringfügige Strahlenverschiebung keinerlei Fehler verursacht, und die doppelte Keilkompensation ist nicht „zur Vermeidung der Bildverschiebung im Gesichtsfeld", sondern behufs Vornahme von Kontrollmessungen eingeführt worden (Handbuch der Physik Bd. 19. S. 769. 1928). Im § 357, Laurentscher Polarisationsapparat, auf S. 498, fehlt der notwendige Hinweis darauf,

daß die mittels dieses Apparats ermittelten Drehungen meist mit systematischen Fehlern behaftet sind, welche viel größer als die zufälligen Einstellungsfehler sein können (Kohlrausch S. 379). S. 501 Z. 14 bis 18 muß der Satz richtig lauten: „Die Schwingungsrichtung des Analysators bildet daher bei gleicher Helligkeit der beiden Felder immer einen etwas größeren Winkel mit der Schwingungsrichtung des großen Prismas als mit derjenigen des Halbprismas." S. 504 Z. 16 lies 1,595 statt 1,597; Z. 17 lies 34,66 Kreisgraden bei 20° statt 34,69 Kreisgraden; Z. 19 lies 0,3466 statt 0,3469; Z. 20 lies 2,8854 (und zwar berechnet mit dem international gebräuchlichen Umrechnungsfaktor 34,657) statt 2,8827; Z. 27 lies 1899 statt 1896. Auf S. 506 ist in der dritten Spalte der Tabelle viermal Kubikzentimeter durch Zentimeter zu ersetzen und in der 6. Zeile 1,5 statt 10 zu lesen; im Kopf der vierten Spalte ist hinzuzufügen: für 20°; ferner sind in ihr die Angaben der Reihe nach durch folgende richtige Zahlen zu ersetzen: 589,92; 589,44; 589,27; 589,24; 588,89; 588,86; 588,01 (Handbuch der Physik Bd. 19. S. 755. 1928); in der untersten Zeile dieser Seite lies 78,22 statt 78,21, und statt λ in μ muß es, als unbedingt erforderliche Angabe, für $\lambda = 0{,}43$ bis $0{,}68\,\mu$ lauten. S. 507 Z. 8 lies 460,7 statt 460,8; weiter ist der letzte Satz unrichtig, denn in der Saccharimetrie wird nur ein einziges Filter vorgeschrieben, nämlich eine 15 mm dicke Schicht einer 6%-Kaliumdichromatlösung in Wasser, und zwar nicht „wegen der meistens vorkommenden Färbungen der technischen Zuckerlösungen", sondern vielmehr um die sonst auftretende geringe Färbungsdifferenz der Gesichtsfeldhälften bei der Einstellung auf gleiche Helligkeit zum Verschwinden zu bringen; Quarz und Zucker besitzen eben nicht genau gleiche Rotationsdispersion, und deshalb leitet man das weiße Licht durch das obige Filter, weil erst dann bei der Untersuchung von (auch reinen farblosen) Zuckerlösungen die sonst auftretenden geringen Drehungsdifferenzen für verschiedene Beobachter und verschiedene weiße Lichtquellen ganz verschwinden (Handbuch der Physik Bd. 19. S. 769. 1928).

Außer diesen Versehen finden sich noch weitere störende Druckfehler auf den S. 61 (2 Fehler), 93, 100, 110, 153, 253, 276, 280, 281, 289, 314, 316, 327, 339, 371, 372 (2), 375, 399, 406, 455, 459, 460, 463, 469, 477, 480, 489, 496 (2), 500 (3), 501, 504, 520, 530, 626 (3), 627 (2), 628, 629 (3). Natürlich kann der Ref. keine Gewähr dafür übernehmen, bei seiner flüchtigen Lektüre zufällig alle Fehler aufgefunden zu haben. *Schck.*

Programm der Michelson-Tagung der Optischen Gesellschaft von Amerika. (*Program of the Michelson Meeting of the Optical Society of America.*) Journ. Opt. Soc. of Am. **17**, Ergänzungsheft. 133 S. 1928.

Das vorliegende Heft bringt ein ausführliches Programm einer Tagung, die die genannte Gesellschaft vom 1.—3. November 1928 in Washington im Bureau of Standards abgehalten hat, die sie zur Erinnerung an die vor 50 Jahren erfolgte Veröffentlichung der Arbeit Michelsons über die Lichtgeschwindigkeit und zu Ehren des berühmten Physikers Michelson-Tagung nannte.

Der Inhalt des Heftes zerfällt in zwei Teile. Im ersten werden zunächst sämtliche für die Tagungsteilnehmer wichtigen Angaben über die Unterkunftsverhältnisse bei der Tagung, die Organisation derselben und ähnliche Fragen in vorbildlicher Weise mitgeteilt. Dann folgt eine ausführliche Tagesordnung mit der 37 Namen umfassenden Rednerliste; Inhaltsangabe der angemeldeten Vorträge und Vortragsdauer sind angefügt.

Der zweite Teil des Heftes enthält einen Katalog einer von der Optischen Gesellschaft von Amerika und dem Bureau of Standards während der Tagung veranstalteten Ausstellung. In dem umfangreichsten, ersten Katalogabschnitt wird ein Überblick gegeben über die Erzeugnisse der in Amerika ansässigen optischen, feinmechanischen und Glasinstrumente herstellenden Industrie. Einige Instrumententypen sind abgebildet. Weitere Abschnitte des Katalogs behandeln die Teile der Ausstellung, die noch laufende Untersuchungen, historische Instrumente und Bücher über die Entwicklung und den Fortschritt der optischen Wissenschaft betreffen.

Im letzten Abschnitt sind die optischen Instrumente und Versuchsanordnungen genannt und jeweils kurz erläutert, die von den Teilnehmern der Tagung in den Laboratorien des Bureau of Standards besichtigt werden konnten. *W. Keil.*

Nachdruck verboten.

Verantwortlich für die Redaktion: Oberregierungsrat Professor Dr. F. Göpel in Charlottenburg.
Verlag von Julius Springer in Berlin W. — Druck von Oscar Brandstetter in Leipzig.

Zeitschrift für Instrumentenkunde.

Kuratorium:

Prof. Dr. **E. Kohlschütter** in Potsdam, Vorsitzender, Prof. Dr. **R. Straubel** in Jena,
Prof. Dr. **F. Weidert** in Berlin-Zehlendorf, geschäftsführendes Mitglied.

Schriftleitung: Oberregierungsrat Prof. Dr. **F. Göpel** in Charlottenburg-Berlin.

XLIX. Jahrgang. **Februar 1929.** Zweites Heft.

Methoden zur Steigerung der Leistungsfähigkeit von Interferenzspektroskopen.

Von
Ernst Lau in Berlin.

(Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.)

1. Einseitig versilberte Platten.

Vor einiger Zeit ist von dem Verfasser[1]) mitgeteilt worden, daß die einseitige Versilberung einer Lummer-Gehrcke-Platte das Reflektionsvermögen der betreffenden Fläche so wesentlich erhöht, daß man dort nahezu mit Totalreflektion rechnen kann. Von verschiedenen Seiten wurde dagegen geltend gemacht, daß wohl im roten Gebiet, dem Reflektionskoeffizienten des Silbers entsprechend, eine gewisse Verbesserung der Lummer-Gehrcke-Platte erfolgen könne, aber im blauen resp. violetten Gebiet sei eine Verbesserung nicht zu erwarten. Deshalb wurden nochmals, und zwar auf ganz direktem Wege, die einzelnen austretenden Strahlen einer gewöhnlichen und einer versilberten Platte bei verschieden-farbigem Licht photographiert und photometriert. Die photographische Aufnahme erfolgte nach Abb. 1. Von der Platte etwa 1 m entfernt befand sich als Lichtquelle eine Galvanometerlampe L_1. Ihr Licht fiel durch einen Filter F und einen Nicol N auf die planparallele Platte, die einzelnen Strahlen fielen durch den Spalt B und die Linse L auf die photographische Platte P. Die Polarisationsrichtung wurde so gewählt, daß der elektrische Vektor senkrecht zur Einfallsebene lag. Die verwendete Lummer-Gehrcke-Platte war 10 mm dick und 20 cm lang. Auf der Zeichnung sind nur 2 aus der Platte austretende Strahlen angedeutet, in Wirklichkeit fielen 11 Strahlenbündel aus der planparallelen Platte auf die photographische Platte. Die Entfernung von Planplatte, Linse und photographischer Platte war so gewählt, daß die Mitte der Planplatte auf der photographischen Platte scharf abgebildet wurde. Die übrigen Teile der Platte wurden etwas unschärfer abgebildet. Da jedoch der Spalt vor der Linse angeordnet war, ist die Tiefenschärfe genügend groß, um ein Bild von der Lichtverteilung auf der ganzen Lummer-Gehrcke-Platte zu gewinnen. Nach der photographischen Aufnahme der Strahlen einer unversilberten Lummer-Gehrcke-Platte wurde genau an ihre Stelle eine zweite gleichartige, jedoch einseitig versilberte Platte

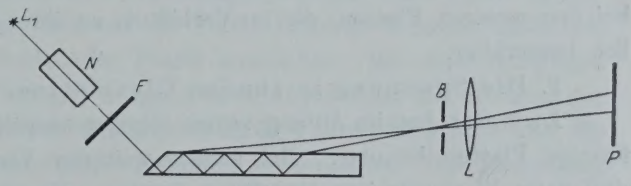


Abb. 1.

[1]) *Zeitschr. f. techn. Physik* **8**. *S. 537. 1927.*

gesetzt, und die Strahlenbündel dieser Platte wurden mit gleicher Belichtungszeit aufgenommen wie bei der unversilberten Platte. Diese beiden Aufnahmen wurden mit dem Zeissschen Registrierphotometer mit gleicher Justierung photometriert. Die beiden so erhaltenen Platten mit photometrischen Kurven wurden gleichzeitig kopiert und man erhält Abb. 2. Die obere Kurve enthält die einzelnen Strahlenbündel einer versilberten Platte, die untere die Strahlenbündel einer gewöhnlichen Platte. Rechts befinden sich die ersten austretenden Lichtstrahlen, links die letzten. Die Aufnahmen, die diesen Kurven zugrunde lagen, sind mit blau-violettem Licht von den Wellenlängen ca. 480 bis 360 $\mu\mu$ gemacht. Bei Aufnahme mit rotem Licht ergab sich ein ganz ähnliches Verhältnis der Intensitäten der austretenden Strahlen wie bei violettem Licht. Man sieht, je länger die Platten sind, um so mehr ist die Versilberung von Vorteil. Für eine quantitative Auswertung der Schwärzungskurven ist von Wichtigkeit, daß die ersten Strahlen die Platte unter einem Austrittswinkel von ca. 88,5° verließen, die letzten unter einem Winkel von ca. 87,5°; ferner muß berücksichtigt werden, daß die letzten Teile der planparallelen Platte der Linse näher waren als die ersten. Infolgedessen wurden die letzten Teile größer und lichtschwächer abgebildet als die ersten. Unter Berücksichtigung dieser Faktoren kann man sagen, bei rotem sowohl wie bei blau-violettem Licht muß auf der Silberseite nahezu Totalreflektion[1]) auftreten. Die Steigerung des Auflösungsvermögens der planparallelen Platten durch Versilberung macht sich gerade bei den neueren Platten, die im Verhältnis zu ihrer Dicke sehr lang sind, außerordentlich bemerkbar.

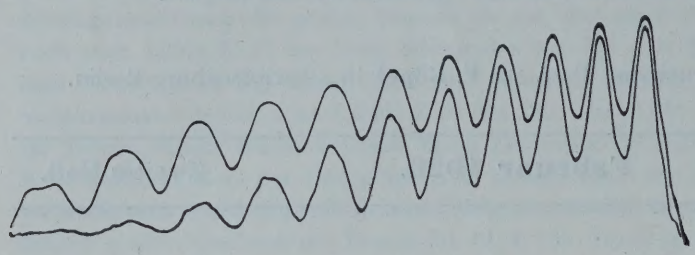


Abb. 2.

2. Die Spannung in runden Glasplatten.

Lummer hat im Anfang seiner interferenzspektroskopischen Versuche stets kreisförmige Platten benutzt. Bei seinen weiteren Versuchen gemeinsam mit Gehrcke sind dann Plattenstreifen eingeführt worden. Es zeigte sich nämlich, daß durch Zerschneiden kreisförmiger Streifen kein Nachteil entstand. In neuerer Zeit sind nun wieder von der Firma Zeiss runde Platten (von Hansen beschrieben[2]) eingeführt worden. Man vermutete, daß bei den nunmehr sehr gesteigerten Ansprüchen etwaiges Verziehen des Glases durch das Zerschneiden doch noch bemerkbar würde und daher bessere Resultate ohne Zerschneiden zu erzielen seien. Durch die Firma Halle Nachfolger sind mehrere runde Platten[3]) in vorzüglicher Weise hergestellt und mir zur Verfügung gestellt worden. Es zeigte sich an diesen Platten trotz hervorragender Plan-

[1]) Die Erscheinung erklärt sich wohl dadurch, daß Silber einen Brechungsexponenten, der kleiner als 1 ist, hat. Es gelten also ähnliche Überlegungen wie sie früher von von Baeyer ausgeführt sind (vgl. *Verh. d. Deutsch. Physikal. Ges. XI. Nr. 4—5. S. 118 ff.*); v. Baeyer hat auch Versilberung versucht, aber wohl ohne Polarisation gearbeitet und daher keinen Erfolg bemerkt.

[2]) *Ann. d. Phys.* **78.** *S. 558 ff. 1925.*

[3]) Die Untersuchung wurde besonders an 2 Platten ausgeführt. Eine 7 mm dicke, 26 cm lange Platte wurde von der Notgemeinschaft gekauft und zur Verfügung gestellt. Eine zweite 6,5 mm dicke und 26 cm lange Platte stellte Herr Ritter von der Firma Halle Nachfolger persönlich für die Untersuchung zur Verfügung. Der Notgemeinschaft und Herrn Ritter danke ich für die Unterstützung der Arbeit.

parallelität, daß die schärfsten Streifen wider Erwarten nicht im Unendlichen, sondern im Endlichen lagen. Man mußte, um gute Schärfen zu erhalten, bei der Polarisation elektrischer Vektoren senkrecht zur Einfallsebene das Fernrohr über den Brennpunkt hinaus ziehen, während bei einer Polarisation parallel zur Einfallsebene das schärfste Bild an einer Stelle lag, die zwischen Brennpunkt und Objektiv in der Nähe des Brennpunkts war. Die Abweichungen von dem Brennpunkt betrugen bei einem Objektiv von 40 cm Brennweite je nach der benutzten Ordnung $^1/_2$ bis 4 cm[1]). Bei den Interferenzen mit streifendem Austritt war die Abweichung am größten. Hierauf untersuchte Herr Prof. Schönrock[2]) eine der in Frage kommenden Platten noch einmal bereitwilligst mit polarisiertem Licht auf Planparallelität, und es stellte sich heraus, daß die Platte in der ganzen Fläche, besonders jedoch in der Nähe der Ränder doppeltbrechend war.

Bei allen mir zur Verfügung stehenden guten Glasstreifen lagen die Interferenzstreifen bei beiden Polarisationsrichtungen im Unendlichen. Man muß daraus schließen, daß bei den Streifen die stets vorhandenen Spannungen wesentlich geringer sind als bei runden Platten. Es empfiehlt sich also die Herstellung von Plattenstreifen. Diese sind nicht schlechter, sondern besser als runde Platten.

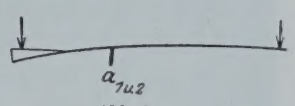


Abb. 3.

Bei einer Verwendung runder Platten als Interferenzspektroskop bei streifendem Austritt ergab sich, daß durch Verstellen des Okulars die durch die Spannung in der Platte entstehenden Fehler nicht voll beseitigt wurden. Dies gelang erst durch Einführung einer künstlichen Spannung und Verbiegung der Platte z. B. nach Abb. 3. Die Platte wurde an zwei Stellen a_1 und a_2 gelagert. Die Stäbe a_1 und a_2 bestanden aus Holz. In der Abbildung sind zwei Stäbe hintereinander stehend zu denken, damit das Licht von links nach rechts durch sie hindurchgehen kann. Eine Spannvorrichtung mit 2 Schrauben, welche mittels Holz auf die Platte drücken konnten, gestattete einen entsprechenden Druck auf die Enden der Platte auszuüben. Mit einer derartigen Anordnung gelingt es leicht, runde Platten[3]) ausgezeichnet zu justieren und Schärfen der Interferenzen zu erhalten, die ohne solche Druckvorrichtung unerreichbar sind und die wohl dem theoretischen Auflösungsvermögen vollständig entsprechen. Die Einstellung des Druckes hat sich als sehr stabil gezeigt, tagelang braucht man nicht nachzustellen. Für die verschiedenen Wellenlängen reicht dieselbe Einstellung aus, so daß man mit einer lichtstarken Linie justieren und dann ohne nachzustellen in anderen Teilen des Spektrums arbeiten kann. Die Temperaturempfindlichkeit der Platten scheint auch nicht erhöht zu werden.

---

[1]) Die von Zeiss hergestellte Platte, die Herr Hansen benutzt hat (s. o.), scheint ähnliche Eigenschaften zu haben. Herr Hansen benutzte nur eine Polarisationsrichtung und schob die Abweichung vom Brennpunkt auf einen keilförmigen Schliff der Platten. Da die Platte jedoch ähnliche Spannungen hat wie die von Halle Nachfolger, beruht wohl die Abweichung vom Brennpunkt auf den gleichen Ursachen.

[2]) Über die quantitativen Ergebnisse wird Herr Schönrock selbst berichten.

[3]) Zur Vermeidung von Geistern empfiehlt sich die Beobachtung nach der Twymanschen Methode (*Ann. d. Physik* **34**. *S. 386. 1911*). Daneben empfiehlt sich auch die Gehreckesche Methode der gekreuzten Platten, die sich aber natürlich nicht dauernd während der Justierung anwenden läßt. Ähnlich wie die Twymansche Methode ist fogende: Man geht mit dem Auge am Okular hin und her und beobachtet, ob die Streifen stillstehen. Falsche Intensität springt dabei hin und her, während gute Streifen völlig stillstehen. Da man für Bewegungen sehr empfindlich ist, ist dies und die Twymansche Methode sehr brauchbar.

Aus dem Obigen geht hervor, daß man bei idealen Plattenstreifen derartige Druckvorrichtungen nicht nötig hat. Es scheint mir aber wahrscheinlich, daß man mit einer ähnlichen Vorrichtung kleine Keilfehler kompensieren kann und jedenfalls die ideale Lagerung einer jeden Platte experimentell bestimmen und sichern kann.

3. Resultate.

Als Beispiel für die Güte der geschilderten Methoden (Versilberung und Spannvorrichtung) sei zunächst eine registrierphotometrische Kurve der Quecksilberlinie 5769 wiedergegeben. Dieselbe ist mit einer 6,5 mm dicken und 26 cm langen, runden Platte von Halle Nachfolger photographiert und photometriert worden. Man sieht auf der Abb. 4 die ausgezeichnete Trennung der etwa 0,04 oder 0,05 Å.-E. entfernten lichtstarken Trabanten[1]). Nach dieser Aufnahme erscheint es glaubhaft, wenn mit denselben Mitteln Trabanten von etwa 0,01 Å.-E. noch durch Buckel in der Kurvenform kenntlich werden. Als Beweis hierfür diene die grüne Kryptonlinie $\lambda = 5570$. Die früher als einfach angesehene Linie wurde von Glaser[2]) zuerst als kompliziert im Aufbau erkannt. Im Vorjahre zeigte diese Linie bei Betrachtung mit dem Okular und der großen einseitig versilberten Hilger-Platte von 1 cm Dicke und 30 cm Länge deutlich getrennte Komponenten[3]). Auch in einer gemeinsamen Untersuchung mit Abteilung I der Reichsanstalt traten Zweifel bezüglich der Einfach-Struktur einer Linie auf[4]). Nach den genauen Untersuchungen von Abteilung I wurden zwei lichtschwache Trabanten verschiedener Intensität von der Hauptlinie abgetrennt und es betragen die Abstände der Trabanten ungefähr 0,03 bis 0,04 Å.-E.[5]). Bei photographisch photometrischer Untersuchung der Bilder der einseitig versilberten Lummer-Gehrcke-Platten ergab sich nunmehr folgender Aufbau:

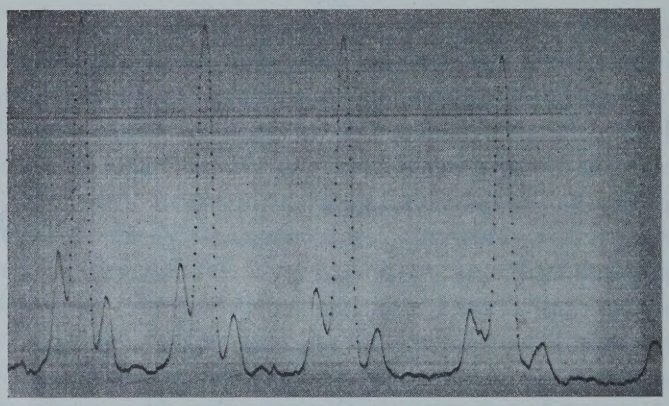


Abb. 4.

Große Hilger-Platte						
1 cm dick, 30 cm lang	− 0,035	0	+ 0,028	+ 0,038	?	+ 0,058
Platte von Halle Nachfolger						
0,7 cm dick, 26 cm lang (rund)	− 0,035	0	+ 0,027	+ 0,035	+ 0,050	+ 0,055
Platte von Halle Nachfolger						
0,65 cm dick, 26 cm lang (rund) . . .	− 0,037	0	+ 0,031	+ 0,036	+ 0,050	+ 0,058

Obgleich die Platten von Halle Nachfolger dünner sind, also ein größeres Dispersionsgebiet haben, ist ihre Auflösung der Hilger-Platte gleichwertig.

---

[1]) Der kurzwellige Trabant ist ein Dublett, wie aus einer Aufnahme bei andern Entladungsbedingungen hervorgeht. Die von Janicki gefundenen schwachen Trabanten sind nicht aufgenommen, da dieselben zu lichtschwach sind.

[2]) Glaser, *Verh. d. physikal.-med. Gesellsch. Würzburg* **52.** *S. 14—54. 1927.*

[3]) *Diese Zeitschr.* **28.** *S. 269. 1928.*

[4]) *Diese Zeitschr.* **28.** *S. 157. 1928.*

[5]) *Diese Zeitschr.* **28.** *S. 158. 1928.*

Die beiden gemessenen Trabanten — 0,035 und + 0,028 sind in Übereinstimmung mit den vorjährigen Angaben der Abteilung I, die Aufsplitterung des letzteren in mindestens 3 Komponenten ist neu. Die Intensität der 4 langwelligen Komponenten zusammen ist etwa ebenso groß wie die Intensität der kurzwelligen Komponenten. Die Intensität der kurzwelligen Komponente beträgt schätzungsweise ein Zehntel der Hauptlinien.

4. Korrektionen des Intensitätsabfalls der vielfachen Strahlen.

Das Auflösungsvermögen aller Plattenspektroskope ist durch den Umstand eingeschränkt, daß die vielfachen Strahlen nicht gleiche Intensitäten haben, sondern daß die Intensität von Strahl zu Strahl absinkt. Diesen Nachteil kann man dadurch aufheben, daß man die ersten Strahlen durch teilweises Abdecken schwächt und den letzten austretenden Strahlen gleich an Intensität macht. Für die Lummer-Gehrcke-Platten zeigt Abb. 5 ein Beispiel solcher Blenden. Die Platte mit dem Prisma P wird durch zwei aufgelegte Blenden a abgedeckt. Ähnliche Blenden kann man auch vor dem Objektiv anwenden. Man erhält so für einen bestimmten Winkel eine Intensitätsverteilung, die dem des Gitters vollständig entspricht. Eine derartige Anordnung empfiehlt sich besonders für sehr lange Platten, bei denen die letzten Strahlen relativ lichtschwach sind oder auch für kleinere Austrittswinkel, bei denen ohne die Blende die Auflösung sehr schnell abnimmt.

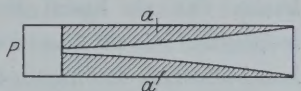


Abb. 5.

Eine ähnliche Wirkung erhält man durch Aufeinanderlegen zweier Platten. Hierbei hat man den Vorteil, daß man das Licht in beide Platten eintreten lassen kann. Es wird also ein sehr lichtstarkes Interferenzspektroskop erzeugt. Mit einer solchen

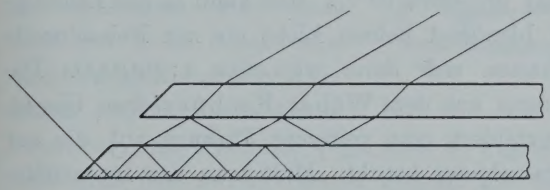


Abb. 6.

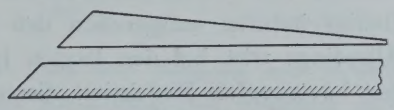


Abb. 7.

Anordnung wird sehr viel Licht zu den letzten austretenden Lichtstrahlen transportiert, weil das Licht zwischen den beiden Platten immer wieder hin und her reflektiert wird (Abb. 6) und in die Platten zurückgeht. Allerdings treten bei einer solchen Anordnung dadurch Schwierigkeiten auf, daß die Interferenzstreifen beider Platten streng aufeinanderfallen müssen. Macht man die obere Platte dagegen keilförmig (vgl. Abb. 7), so vermeidet man diese Komplikation und hat den Vorteil sehr großer Lichtstärke. Es versteht sich von selbst, daß man bei einer derartigen Anordnung auch noch Blenden in ähnlicher Ausführung, wie sie oben besprochen sind, anwenden kann.

5. Das Interferenzspektroskop nach Perot-Fabry.

Die Auflösung des Perot-Fabry-Etalons hängt von dem Reflektionsvermögen der halb durchlässig verspiegelten Plattenoberflächen ab. Es gelang, hier einen erheblichen Fortschritt zu erzielen und Silberspiegel mit einem Reflektionsvermögen[1]) von ca. 95 % für weißes Licht bei einer Durchlässigkeit von ca. 4 % herzustellen. Das Verfahren bestand in der Kathodenzerstäubung, bei der eine sehr große Silberkathode in schluck-

[1]) Herr Wetthauer hat inzwischen noch bessere Reflektion (bis 97 %) unter Weiterbildung des Verfahrens erzielt.

weise strömendem Wasserstoff benuzt wurde. Die große Kathode sowohl wie auch die schluckartige Strömung dienen zur Herabsetzung der Wirkung der Verunreinigungen. Als Verunreinigung kommen besonders Kohlenstoffverbindungen, Fettdämpfe und ähnliches in Betracht. Diese werden an der Kathode durch die Gasentladung zersetzt und der Kohlenstoff setzt sich auf die Kathode und die Spiegel nieder. Bei einer gegebenen Verunreinigung ist die Dichte der entstehenden Kohlenstoffverunreinigungen umgekehrt proportional der Größe der Kathode. Die Beimengung von Kohlenstoff setzt das Reflektionsvermögen herab und erhöht die Größe der Absorption. Eine große Kathode führt also zur Steigerung des Reflektionsvermögen und setzt die Absorption so weit herab, daß sie kaum meßbar ist. Natürlich muß man auch bei dieser Methode für möglichst reines Gas sorgen. Um dies zu erreichen, wurde der Wasserstoff nicht kontinuierlich strömend durch das Gefäß gepumpt, sondern der Wasserstoff wurde etwa zweimal in der Minute zugelassen, so daß ein Druck von etwa 10 mm entstand, und dann mit einer Diffusionspumpe schnell wieder abgepumpt. Während dieser Zeit des Abpumpens, also bei inkonstantem Druck, fand dann die Zerstäubung statt. Durch ein derartiges Verfahren wird die Reinigung viel gründlicher als bei kontinuierlich strömendem Gas. Die Dämpfe können sich nicht in toten Winkeln der Apparatur sammeln und so ein Reservoir für Verunreinigungen bilden. — Zu bemerken ist noch, daß die Glasoberflächen vor der Verspiegelung mit einem dünnen Niederschlag von Vaselindampf überzogen werden. Hierdurch wird ein festes Haften des Silbers erzielt.

Legt man zwei so hergestellte Spiegel geeigneter Dichte etwas schief aneinander, so daß ein dünner Keil zwischen den Spiegeln entsteht, so ist es möglich, eine durch die Spiegel betrachtete Bogenlampe ca. 100 mal zu sehen. Die Helligkeiten dieser Lampe unterscheiden sich von Bild zu Bild um etwa $10\,^0/_0$. Man kann so mit Leichtigkeit Helligkeitsstufen herstellen, die von blendend hellem Licht bis zur Reizschwelle reichen. Die Intensitätsunterschiede verhalten sich dann wie etwa 1:300000. Die Helligkeitstufen entsprechen den Folgerungen aus dem Weber-Fechnerschen Gesetz. Allerdings tritt bei den letzten Interferenzbildern eine gelb-rote Färbung auf, die auf der bevorzugten Reflektion dieses Spektralgebietes beruht. Mißt man das Intensitätsverhältnis zweier Bilder, z. B. des ersten und des dreißigsten, so kann man mit großer Genauigkeit das Reflektionsvermögen der Spiegel bestimmen. Das Reflektionsvermögen der Silberoberflächen gegen Luft scheint das gleiche zu sein wie das Reflektionsvermögen gegen Glas.

Für Feinstrukturuntersuchungen empfiehlt sich eine doppelseitig durchlässig versilberte planparallele Glasplatte, wie sie wohl Lummer zuerst angewendet hat. Eine solche Platte kann man in den parallelen Strahlengang wohl eines jeden Spektrographen stellen, da kein großer Raumbedarf erforderlich ist und eine Justierung der Planparallelität nicht nötig ist.

Vor der Luftplatte nach Perot-Fabry hat eine derartige Glasplatte außerdem noch den Vorteil, daß bei ihr die Interferenzringe bei gleichem Dispersionsgebiet größere Abstände haben als bei der Luftplatte, ohne daß die Intensität deshalb geringer ist. Es folgt dies aus einer einfachen Überlegung. Der Gangunterschied ist bei einem Perot-Fabry-Apparat gleich $2\,d\cos r$, wobei d den Abstand der Platten und r den Winkel des Strahls gegen die Normale der Platten im Raum zwischen den spiegelnden Flächen beteutet. Der Gangunterschied bei einer Glasplatte beträgt bekanntlich $2\,d\,n\cos r$, wobei d die Dicke der Platte und n den Brechungsindex bedeutet. Bei gleicher optischer Dicke dieser Apparate verursacht also ein gleicher Winkel r den gleichen Gangunterschied.

Ein schräg auf die spiegelnden Flächen auffallender Strahl wird nun aber im Innern einer Glasplatte zur Normalen hin gebrochen, um dann wieder parallel zu dem einfallenden Strahl die Platte zu verlassen. Bei einem Luftetalon dagegen läuft der Strahl im Inneren nahezu parallel zu dem auf den Etalon fallenden Strahl. Aus diesem Vergleich folgt, daß bei gleichen Winkeln r der Winkel zwischen dem auf den Apparat auffallenden resp. aus ihm austretenden Strahl und der Normalen bei einer Glasplatte entsprechend dem Brechungsgesetz größer ist als bei einem Luftetalon nach Perot-Fabry. Bei kleinen Winkeln r ist die Vergrößerung der Dispersion proportional dem Brechungsexponenten.

Bringt man durch Anwendung verschiedener Objektive die Ringe einer Luftplatte und einer Glasplatte auf gleiche Größe, so ergibt sich bei der Glasplatte ein Intensitätsgewinn, der mehr als $100\,\%$ beträgt. Für Wellenlängenmessungen ist natürlich nur die Luftplatte zu gebrauchen. Aber für Feinstrukturuntersuchungen oder relative Messungen gibt es keinen einfacheren und lichtstärkeren Apparat als die doppelseitig versilberte Glasplatte.

Zwischen dem Perot-Fabry-Etalon und der Lummer-Gehrcke-Platte bestehen bekanntlich in der Wirkungsweise große Verwandtschaften. Im allgemeinen jedoch hat die Lummer-Gehrcke-Platte den Vorteil, daß man die einzelnen Strahlen leichter in ihrer Richtung und Intensität korrigieren kann. Bei einem Perot-Fabry-Etalon läßt sich etwas Derartiges bei senkrechtem Einfall des Lichts nicht erreichen. Geht man aber zu etwas schiefen Winkeln über, so lassen sich auch dort Korrektionsvorrichtungen anbringen. Man muß dann das Licht durch eine spaltförmige Blende einfallen lassen, ähnlich wie es schon Lummer und Gehrcke (vgl. Abb. 8)[1]) getan haben. An den Ausgang des Etalons muß man eine zweite Blende setzen, die aber nicht spaltförmig ist, vielmehr eine Form ähnlich Abb. 5 hat, so daß sie die ersten austretenden Strahlen stark abblendet, während für die letzten die volle Öffnung angewendet wird. Hierdurch wird ganz ähnlich wie bei einer Lummer-Gehrcke-Platte ein Ausgleich der Intensitäten der vielfachen Strahlen erzielt und das Auflösungsvermögen wesentlich verstärkt. Gerade bei einem Perot-Fabry-Apparat ist eine derartige Anordnung besonders zu empfehlen, weil der Perot-Fabry mit genügend großen Platten einer unendlich langen planparallelen Platte nach Lummer-Gehrcke gleicht und ein Ausgleich der Intensitäten noch Gangunterschiede zur Wirkung bringt, die sonst wegen ihrer geringen Intensität zur Auflösung kaum noch etwas beitragen.

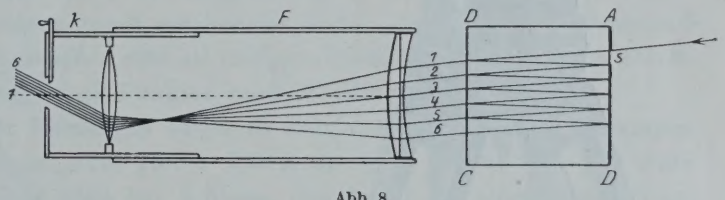


Abb. 8.

[1]) Die Abbildung ist aus der Abhandlung von Lummer und Gehrcke entnommen; vgl. *Verhandl. d. deutsch. physikal. Ges. IV. Nr. 14. S. 344.*

Versuchsmessungen mit dem selbstreduzierenden Distanzmesser von Boßhardt-Zeiss.

Von
Privatdozent Dr. **Franz Ackerl** in Wien.

Der Distanzmesser Boßhardt-Zeiss[1]) Nr. 22715 (360°), s. Abb. 1, 2, wurde einige Tage nach seinem Ankauf durch die Lehrkanzel für Geodäsie an der Hochschule für Bodenkultur, einer Prüfung unterzogen, deren Ergebnisse hier kurz mitgeteilt werden.

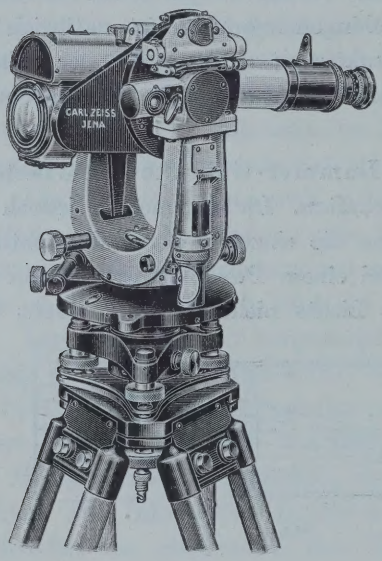


Abb. 1.

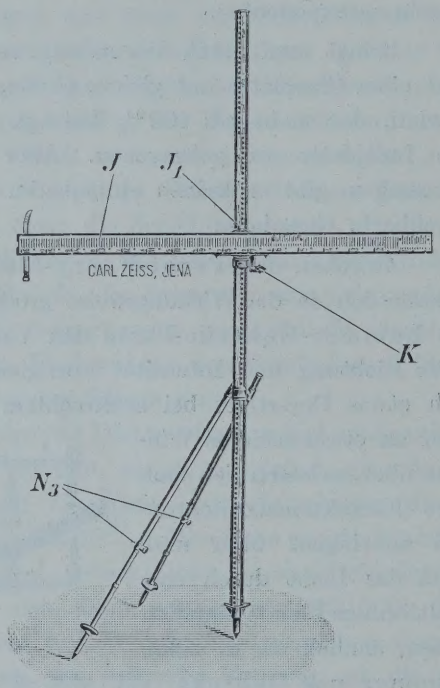


Abb. 2.

Um die Genauigkeit der Distanzmessung festzustellen, wurden Entfernungen in geneigtem Gelände gemessen. Die Vergleichsstrecken ergeben sich aus der in Abb. 3 ersichtlichen Punktanordnung.

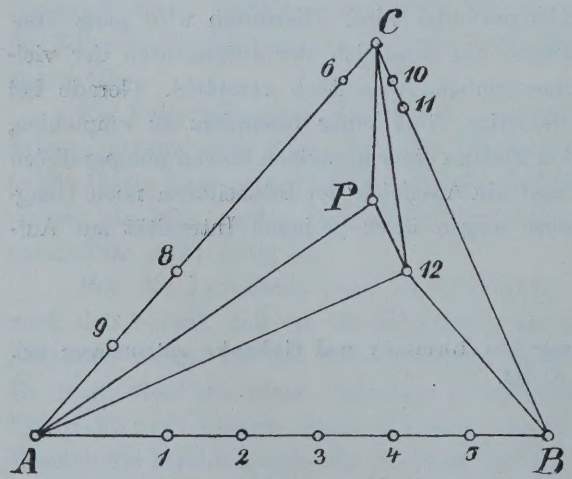


Abb. 3.

Die Basis AB (Abb. 3) enthält fünf Zwischenpunkte, deren gegenseitige Lage innerhalb der Millimeter sicher ist. Zur Berechnung der Entfernungen waren alle Winkel im Netz mit einem Mikrometer-Theodoliten gemessen worden. Die mit der Basislänge 132, 1982 m $\pm$ 0,6 mm berechneten Entfernungen sollen hier als „wahre“ Werte gelten, gegenüber den „gemessenen“, d. h. optisch bestimmten Distanzen.

Die Höhen der Punkte wurden durch doppelte Einwägung mit einem Zeissischen Nivellierinstrument ermittelt.

[1]) Referat in *dieser Zeitschr.* **48**, *S. 93. 1928.*

Die m. F. der „wahren“ Entfernungen bleiben bei allen Distanzen unter $\pm$ 2 mm; die Höhen sind auf $\pm$ 1 mm zuverlässig.

Die Messungen wurden an drei Oktobertagen unter mittleren meteorologischen Verhältnissen ausgeführt. Der Himmel war völlig bewölkt; die Temperaturen lagen zwischen $+6^0$ und $+14^0$ C.

Die Einrichtung und Wirkungsweise des Distanzmessers kann auf Grund der in (1) und (2)[1]) gegebenen Beschreibung als bekannt vorausgesetzt werden.

Beobachtet wurde nach folgender Anordnung:

a) Zenitdistanz z zur Latte (Zielhöhe = Instrumentshöhe),

b) Ablesung des Wertes ct z (Schätzung von 0,0005),

c) Koinzidenzen für den roten Nonius,

d) Koinzidenzen für den schwarzen Nonius.

Bei der Beobachtung der Noniuskoinzidenzen wurde von den beiden in Betracht kommenden Strichen stets zuerst der mit dem kleineren Index eingestellt. Nach fünfmaliger Wiederholung, wobei die Millimeter an der Trommel geschätzt wurden, kam der benachbarte Noniusstrich mit dem nächsthöheren Index zur Verwendung.

Bei dieser Anordnung wird die Meßtrommel von den höheren zu den niedrigeren Zahlen entgegengesetzt dem Sinne des Uhrzeigers gedreht. Eine Umkehrung des Sinnes der Trommeldrehung ergab beim Beobachter geringe gleichbleibende Differenzen (3—4 mm), die praktisch natürlich belanglos sind. Auf diese Erscheinung wird auch von Boßhardt in seiner Arbeit (1), S. 29, hingewiesen.

Sämtliche Messungen folgten rasch aufeinander, derart, daß eben ein Lattenstandpunkt erledigt war, wenn die zweite Latte als meßbereit bezeichnet wurde. Im Durchschnitt waren zur Beobachtung eines Punktes rund 2,3 Minuten notwendig.

Bei der Auswertung der Messungen zeigte es sich, daß die mit dem schwarzen Nonius ermittelten Entfernungen stets größer waren als jene, welche sich mit Hilfe des roten Nonius ergaben. Dies wird am Schlusse der Arbeit an einem Beispiel erläutert werden.

Da jedoch die eben angedeutete Differenz im Durchschnitt nur den Wert von 13 mm erreichte, wird von einer getrennten Behandlung der Ergebnisse für den roten bzw. schwarzen Nonius hier abgesehen. Als „gemessene“ Entfernung wurde jener Wert genommen, der sich im Mittel aus allen Koinzidenzen am roten und am schwarzen Nonius ergab.

In der Tabelle 1 bedeuten:

S bzw. H die Entfernung bzw. den Höhenunterschied (auf dm abgerundet),

w_S bzw. w_H die Widersprüche für S bzw. H, gerechnet aus „gemessen“ minus „wahr“. (Der „gemessene“ Höhenunterschied wurde hierbei ermittelt aus: optisch bestimmte Entfernung mal ct z),

$\pm m$ den m. F. des Mittels von fünf Koinzidenzen für die betr. Entfernung.

$\tau = \frac{w_S}{S} \cdot 10^4$ den auf zwei Stellen der cm angegebenen Fehler der Seite S, reduziert auf eine Seite von 100 m.

Zur Auswertung der Ergebnisse, insbesonders zur Bildung von Interpolationsformeln über die Abhängigkeit der Widersprüche von der gemessenen Entfernung, dient die Tabelle 2. Sie enthält für sieben Distanzgruppen von 20 m zu 20 m Gruppenkennwerte, deren Bedeutung nachstehend erläutert ist.

[1]) Siehe den Literaturhinweis am Schlusse der Arbeit.

Tabelle 1							Tabelle 2			
Strecke	S m	H m	w_S mm	w_H mm	$\pm m$ mm	τ cm/100 m	s s'	w w'	t t'	$\pm M$
C 10	11,5	− 2,4	+ 11	− 18	1,0	9,57	15,62	9,0	5,76	
C 6	12,6	− 3,0	+ 14	− 13	1,0	11,11				1,00
C 11	18,8	− 3,9	− 10	+ 24	1,0	5,32				
B 5	19,6	—	+ 1	—	1,0	0,51	16,03	10,2	6,36	
P 12	20,4	− 7,2	+ 12	+ 12	1,0	5,88	28,84	7,8	2,70	
12 P	20,4	+ 7,2	+ 13	+ 9	1,0	6,37				
A 9	30,2	+ 0,3	− 2	− 12	1,2	0,66				1,20
A 1	34,0	—	− 5	—	1,2	1,47				
B 4	39,2	—	− 7	—	1,6	1,79	29,79	8,8	2,95	
CP	41,2	− 2,6	− 3	− 12	1,1	0,73	54,15	16,0	2,95	
A 2	53,5	—	+ 10	—	1,0	1,87				
A 8	55,7	+ 1,0	− 24	0	1,3	4,31				1,45
B 12	55,8	+ 1,1	− 34	+ 26	1,8	6,09				
B 3	58,9	—	+ 6	—	1,7	1,02				
C 12	59,8	− 9,8	− 19	+ 32	1,8	3,17	54,50	19,3	3,54	
A 3	73,3	—	− 15	—	2,4	2,05	76,65	11,0	1,44	
BP	76,0	+ 8,3	+ 6	− 1	2,9	0,79				2,65
C 8	78,6	− 9,0	− 13	− 31	2,8	1,65				
B 2	78,7	—	− 10	—	2,5	1,27	76,68	11,5	1,50	
B 11	92,7	+ 7,0	+ 14	+ 2	2,4	1,51	95,95	16,7	1,74	
A 4	93,0	—	− 28	—	2,5	3,01				2,68
B 1	98,2	—	+ 14	—	2,9	1,43				
B 10	99,9	+ 8,4	− 11	+ 5	2,9	1,11	96,00	18,0	1,87	
C 9	104,1	− 9,7	− 1	+ 13	3,3	0,10	108,59	15,8	1,46	
B 8	104,9	+ 1,9	+ 23	+ 1	3,9	2,19				
A 12	105,5	+ 0,2	+ 11	− 22	1,8	1,04				
AP	105,9	+ 7,4	− 4	− 1	2,5	0,38				
B 6	106,6	+ 7,9	− 16	+ 48	3,4	1,50				3,10
BC	111,4	+ 11,0	+ 25	+ 20	3,5	2,24				
CB	111,4	− 11,0	− 28	− 14	2,2	2,51				
A 5	112,6	—	− 19	—	3,8	1,69				
B 9	114,9	+ 1,2	− 15	− 3	3,5	1,31	108,66	18,0	1,65	
A 6	121,7	+ 7,0	+ 4	+ 23	3,0	0,33	130,23	16,0	1,23	
A 11	127,2	+ 6,1	− 15	+ 22	3,0	1,18				
A 10	129,7	+ 7,6	+ 42	+ 12	3,4	3,24				
AB	132,2	− 0,9	+ 6	− 15	3,9	0,45				3,30
BA	132,2	+ 0,9	− 27	+ 15	3,9	2,04				
AC	134,3	+ 10,0	+ 13	+ 11	3,6	0,97				
CA	134,3	− 10,0	+ 5	− 10	2,3	0,37	130.29	20,6	1,58	

Es stellt dar:

$s = \frac{[S]}{n}$ bzw. $s' = \sqrt{\frac{[S^2]}{n}}$ den Durchschnitts- bzw. quadratischen Mittelwert aller Seiten der Gruppe,

$w = \frac{[|w|]}{n}$ bzw. $w' = \sqrt{\frac{[w^2]}{n}}$ den Durchschnitts- bzw. quadratischen Mittelwert aller Widersprüche der Gruppe,

$t = \frac{w}{s} \cdot 10^4$ bzw. $t' = \frac{w'}{s'} \cdot 10^4$ die den Werten w, s bzw. w', s' entsprechenden Fehler der Gruppe, in bezug auf eine Seite von 100 m,

$\pm M$ das Mittel der in der Gruppe vertretenen $\pm m$.

Aus der Tabelle 1 findet man für alle 39 gemessenen Entfernungen:

$[+w_S] = +230$ mm, $[-w_S] = -306$ mm, $[|w_S|] = 536$ mm; $[w^2] = 10756$ mm^2,
$[S] = 3110{,}9$ m, $[S^2] = 308762{,}4$ m^2.

Hieraus ergibt sich der durchschnittliche Widerspruch w und die durchschnittliche Seite σ nach:

$$w = \frac{[|w_S|]}{n} = 13{,}7 \text{ mm}, \qquad \sigma = \frac{[S]}{n} = 79{,}76 \text{ m},$$

während man für die entsprechenden quadratischen Mittelwerte w' und σ' erhält:

$$w' = \sqrt{\frac{[w^2]}{n}} = \pm 16{,}6 \text{ mm}, \qquad \sigma' = \sqrt{\frac{[S^2]}{n}} = 88{,}97 \text{ m}.$$

Für die relative Genauigkeit ergeben sich so die folgenden Werte, welche wegen des großen Intervalles, für welches sie Geltung haben, ziemlich unzuverlässig sind:

$$t = \frac{w}{\sigma} = 0{,}000172 \quad \text{oder} \quad 17{,}2 \text{ mm pro } 100 \text{ m},$$

$$t' = \frac{w'}{\sigma'} = 0{,}000187 \quad \text{oder} \quad 18{,}7 \text{ mm pro } 100 \text{ m}.$$

Um den Zusammenhang zwischen gemessener Entfernung und zu erwartendem Widerspruch w' rechnerisch festzulegen, wurden die in der Tabelle 2 enthaltenen Gruppen gebildet, deren verschieden gewichtige Kennwerte w' zur Ermittlung der Koeffizienten der Gleichungen

$$w' = c_1 + k_1 s' \quad 1), \qquad w' = c_2 + k_2 \sqrt{s'} \quad 2)$$

dienen sollen.

Gl. 1) deutet gerades Ansteigen der Widersprüche mit der Distanz, Gl. 2) hingegen Anwachsen der Fehler proportional der Wurzel aus der Entfernung an.

Setzt man aus rechentechnischen Gründen $c_1 = 10\alpha$, $k_1 = \frac{\varkappa}{10}$; $c_2 = 10\beta$, so ergeben sich die folgenden Verbesserungsgleichungen:

Zu 1)	p	Zu 2)
$10\alpha + 1{,}60\varkappa - 10{,}2 = v_1$	4	$10\beta + 4{,}00 k_2 - 10{,}2 = v_1$
$10\alpha + 2{,}98\varkappa - 8{,}8 = v_2$	5	$10\beta + 5{,}46 k_2 - 8{,}8 = v_2$
$10\alpha + 5{,}45\varkappa - 19{,}3 = v_3$	6	$10\beta + 7{,}37 k_2 - 19{,}3 = v_3$
$10\alpha + 7{,}67\varkappa - 11{,}5 = v_4$	4	$10\beta + 8{,}75 k_2 - 11{,}5 = v_4$
$10\alpha + 9{,}60\varkappa - 18{,}0 = v_5$	4	$10\beta + 9{,}79 k_2 - 18{,}0 = v_5$
$10\alpha + 10{,}87\varkappa - 18{,}0 = v_6$	9	$10\beta + 10{,}42 k_2 - 18{,}0 = v_6$
$10\alpha + 13{,}03\varkappa - 20{,}6 = v_7$	7	$10\beta + 11{,}42 k_2 - 20{,}6 = v_7$

Bildet man hieraus unter Beachtung der verschiedenen Gewichte die Normalgleichungen, so ergibt deren Auflösung:

$$m_1 = \sqrt{\frac{[p\,v\,v]}{n-2}} = \pm 7{,}7 \text{ mm}, \qquad m_2 = \pm 7{,}7 \text{ mm},$$

$$\alpha = 0{,}910 \pm 0{,}28, \qquad \beta = 0{,}406 \pm 0{,}45,$$

$$\varkappa = 0{,}865 \pm 0{,}32, \qquad k_2 = 1{,}391 \pm 0{,}49.$$

Man erhält also die praktisch gleich gut zutreffenden Interpolationsformeln:

$$w' = 9{,}10 + 0{,}087\, s', \qquad 1) \qquad\qquad w' = 4{,}06 + 1{,}39\, \sqrt{s'}, \qquad 2)$$

wo w' sich in Millimeter ergibt, wenn s' in Metern ausgedrückt wird.

Untersucht man noch die beiden Formen

$$w' = k_3\, s', \qquad\qquad w' = k_4\, \sqrt{s'},$$

so erhält man an Hand der Tabelle 2, durch eine der obigen Rechnung ähnliche Ausgleichung, die folgenden Werte:

$$m_3 = \sqrt{\frac{[p\,v\,v]}{n-1}} = \pm 12{,}3 \text{ mm}, \qquad\qquad m_4 = \pm 7{,}5 \text{ mm},$$

$$w' = 0{,}178\, s' \qquad 3) \qquad\qquad w' = 1{,}83\, \sqrt{s'} \qquad 4)$$

$$(\pm 0{,}022), \qquad\qquad (\pm 0{,}13).$$

Wegen $m_4 < m_3$ erhellt, daß die Darstellung 4) die tatsächlichen Verhältnisse offenbar besser wiedergibt als die Formel 3).

Rechnet man aus allen vier Gleichungen den Fehler für eine Seite von 100 m, so erhält man der Reihe nach:

1) 17,7 mm, 2) 18,0 mm, 3) 17,8 mm, 4) 18,5 mm,

also praktisch aus allen Formeln den Wert von rund 18 mm, welcher gut übereinstimmt mit dem aus den 39 Einzelwerten von Tabelle 1 abgeleiteten Betrag von 18,7 mm.

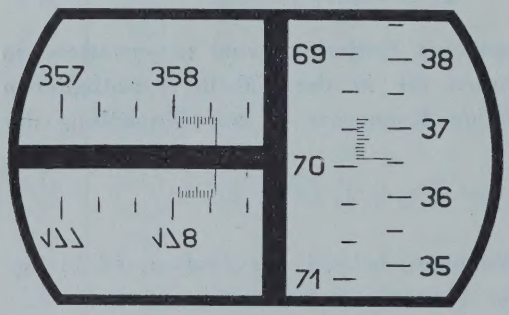


Abb. 4.

Von einer ähnlichen Behandlung der Höhenwidersprüche soll wegen der sichtlich unregelmäßigen Verteilung abgesehen werden. Man dürfte die Verhältnisse gut kennzeichnen, wenn man den Höhenfehler bei einer von 100 m mit rund $\pm$ 2 cm annimmt. Hierbei gilt jedoch die Voraussetzung, daß man versucht, in der ct-Teilung (siehe Abb. 4) noch 0,0005 zu schätzen. Begnügt man sich indessen mit der Schätzung der 0,001 der ct, so zeigt sich, daß die Höhenmessung wesentlich schlechter ausfällt als die Distanzbestimmung. Dieser Nachteil wäre durch eine engere Teilung der ct-Skala leicht zu beheben.

Abb. 4 zeigt das Gesichtsfeld des Ablesemikroskopes, mit den in einem Bild vereinigten Ablesungen des Horizontalkreises (links: $358^0\,20' + (1{,}6 + 1{,}5) = 358^0\,23'\,06''$) des Vertikalkreises und der Teilung für die ct der Zenitdistanz z (rechts: $z = 69^0\,55'$ bzw. ct $z = 0{,}366$).

Sucht man, ähnlich wie dies für den Entfernungsfehler geschah, die Abhängigkeit des Wertes $\pm m$ von der gemessenen Distanz in Formeln darzustellen, so erhält man mit Unterdrückung der bezüglichen Rechnungen:

$$m = 0{,}549 + 0{,}022\, s', \qquad m = -0{,}685 + 0{,}351\, \sqrt{s'}$$

und

$$m = 0{,}028\, s', \qquad\qquad m = 0{,}277\, \sqrt{s'}.$$

Für eine Distanz von 100 m ergeben sich dann die folgenden, praktisch gleichen Beträge:

2,7 mm, 2,8 mm, und 2,8 mm, 2,8 mm.

Genauigkeit der Distanzmessung.

Auf Grund der in Tabelle 1 und 2 enthaltenen Angaben hat man die Möglichkeit, die erreichte Genauigkeit auf verschiedenen Wegen zu berechnen. Bildet man in Tabelle 1 für sämtliche Werte τ das einfache Mittel, so erhält man den Fehler einer Seite von 100 m mit 24,2 mm.

Unter Beachtung der Werte t der Tabelle 2 ergibt sich mit Rücksicht auf die verschiedenen Gewichte ein Fehler von 22,7 mm pro 100 m. Aus den t' rechnet man auf ähnliche Weise einen Fehler von 25,8 mm, in welchem Betrage entsprechend dem quadratischen Bildungsgesetz größere Widersprüche zu verstärkter Wirkung kamen.

Da die vorstehenden Werte aus dem direkten Verhältnis der Widersprüche zur Distanz, bei der sie auftraten, bzw. aus den Kennwerten innerhalb einzelner Gruppen, berechnet wurden, so bezeichnen sie die vorhandenen Verhältnisse besser, als die nach Tabelle 1 angegebenen Beträge. Der Grund hierfür liegt in der Tatsache, daß dort der Durchschnitts- bzw. quadratische Mittelwert aller Seiten wegen des Vorherrschens längerer Strecken recht groß ist.

Die vorliegenden Messungen zeigen, daß bei Verwendung des Boßhardtschen Distanzmessers eine relative Genauigkeit von

1:4000 bis 1:5000

erreicht wird.

Von Wichtigkeit ist die Bemerkung, daß eine oftmalige Wiederholung der Koinzidenzeinstellungen keinen besonderen Nutzen bringt. Es wird im allgemeinen genügen, an einem Nonius die beiden aufeinanderfolgenden Koinzidenzen zu beobachten.

Die Abb. 5 zeigt den am rechten Ende der Latte befindlichen schwarzen Nonius. Die Ablesung lautet demnach:

Latte	71,50 m
+ Trommel (z. B.) . .	3,5 cm
Reduzierte Entfernung	71,535 m.

Die bekannte Tatsache, daß kurze Entfernungen relativ schlechter bestimmt werden als längere Seiten, wird augenfällig, wenn man in den einzelnen Distanzgruppen die t bzw. t' beachtet, oder wenn man in jeder Gruppe den Mittelwert der τ bildet.

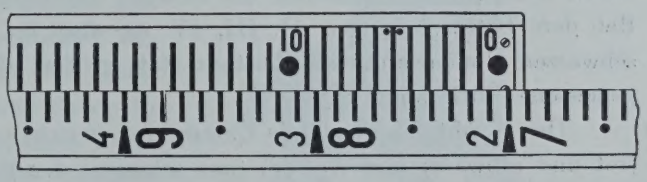


Abb. 5.

Zum Abschluß möge die weiter vorn vermerkte Tatsache einer konstanten Differenz zwischen den Messungen mit dem roten und schwarzen Nonius an einem Beispiel erläutert werden.

Um festzustellen, ob und wie sich diese Differenz bei verschiedenen Beobachtern äußert, wurden im Hofe der Hochschule Messungen ausgeführt, deren Ergebnisse in der folgenden Zusammenstellung angegeben sind.

Die drei Beobachter A, B, C waren im Beobachten der Koinzidenzen ungeübt, es waren ihre ersten Messungen dieser Art.

Die Resultate für den roten und schwarzen Nonius erscheinen getrennt; die erste mit (+) bezeichnete Kolonne gibt die Distanz beobachtet durch Koinzidenz des 7. Noniusstriches, während unter (—) der betreffende Wert bei Koinzidenz des 8. Striches eingetragen ist. Die Entfernung selbst war 51,5 m, vermehrt um den in

der Tabelle enthaltenen Rest in Zehntelmillimetern, der als Mittel aus fünf Koinzidenzen bestimmt ist. Der m. F., eines derartigen Wertes liegt für die Beobachter *A*, *B* bei ± 2,7 mm, beträgt bei Beobachter *C* etwa ± 3,8 mm und bei Ackerl ± 1,1 mm.

Während der Beobachtungen der Reihe I stand der rote Nonius genau vor der Lattenstange, bei jeder folgenden Reihe wurde die horizontale Latte um 20 cm nach rechts verschoben, so daß also bei Reihe IV sich der Nonius 60 cm rechts von der Stange befand. Bei allen Messungen wurde der Vertikalfaden auf den bei jedem Nonius rechts stehenden Punkt eingestellt (siehe Abb. 5).

Abteilung	Reihe	*A*				*B*				*C*				Ackerl			
		rot		schwarz		rot		schwarz		rot		schwarz		rot		schwarz	
		(+)	(−)	(+)	(−)	(+)	(−)	(+)	(−)	(+)	(−)	(+)	(−)	(+)	(−)	(+)	(−)
1	I	934	968	892	947	822	880	818	822	890	1006	755	883	837	834	804	862
	II	878	900	910	946	818	825	822	900	796	962	921	954	730	775	845	896
	III	672	756	780	960	782	808	794	882	558	926	762	844	814	758	811	878
	IV	770	824	944	1062	898	908	888	1034	410	862	598	846	718	757	768	879
2	I		34		55		58		4		116		128	3			58
	II		22		36		7		78		166		33		45		51
	III		84		180		26		88		368		82	56			67
	IV		54		118		10		146		452		248		39		111
		r	*s*	*r*−*s*		*r*	*s*	*r*−*s*		*r*	*s*	*r*−*s*		*r*	*s*	*r*−*s*	
3	I	951	919	+ 32		851	820	+ 31		948	819	+ 129		835	833	+ 2	
	II	889	928	− 39		822	861	− 39		879	938	− 59		753	870	− 117	
	III	714	870	− 156		795	838	− 43		742	803	− 61		786	844	− 58	
	IV	797	1003	− 206		903	961	− 58		636	722	− 86		738	823	− 85	

Die zweite Abteilung enthält für jeden Nonius die Differenz (+) — (−) und zeigt, daß mit Ausnahme des roten Nonius bei Ackerl, die Ablesung am Noniusstrich 8 stets die größere ist.

In der dritten Abteilung wurden die Teilwerte für jeden Nonius gemittelt und die Differenz rot-schwarz (*r*—*s*) gebildet. Es zeigt sich, daß dieser Unterschied in der ersten Zeile (roter Nonius vor der Stange) durchweg positiv, sonst stets negativ ist. Bei den Lattenstellungen II, III, IV ist also im vorliegenden Fall die mit dem schwarzen Nonius ermittelte Distanz stets größer, als die mit Hilfe des roten Nonius gemessene Entfernung.

Der in Abt. 2 auftretende Unterschied erreicht im Mittel bei den Beobachtern *A*, *B* (rot und schwarz) und Ackerl (nur schwarz) den Betrag von 6,4 mm. Die Resultate des Beobachters *C*, als schlechtestem und auch nicht normalsichtigem Beobachter, sollen hier nicht mitgenommen werden.

Ein Anwachsen der Differenzen von Reihe zu Reihe ist wohl zu bemerken, doch nicht ausgesprochen. Es muß diese Erscheinung daher wohl als persönlicher Fehler aufgefaßt werden, dem wegen seiner Kleinheit keine praktische Bedeutung zukommt.

Anders zu werten sind jedoch die Differenzen der Abt. 3. Es zeigt sich hier (mit Ausnahme der Reihe II bei Ackerl) ein von Reihe zu Reihe regelmäßiges Anwachsen der Unterschiede, was durch die Projektionsfehler wegen der seitlichen Verschiebung der Querlatte bedingt ist. Herr Grundbuchgeometer Boßhardt weist in seiner Arbeit (1), S. 40, auf diese Tatsache hin mit den Worten: „Der Einfluß der nicht genau symmetrischen Lage der Lattenabschnitte äußert sich stets in einer Ver-

größerung der Ablesung, ist aber, wie sich rechnerisch leicht nachweisen läßt, so gering daß er praktisch vernachlässigt werden kann. Man vermeide es nur, ganz kurze Distanzen bei extremer Lage der Latte zu messen."

Die vorliegenden Messungen beweisen die Richtigkeit dieser Ansicht, da der angedeutete Unterschied im Mittel rund 7 mm erreicht, trotz der abnorm unsymmetrischen Lagen III und IV. Derartige Stellungen wird man wohl stets vermeiden können.

Abschließend kann nochmals festgestellt werden, daß mit dem untersuchten Distanzmesser eine relative Genauigkeit von etwa 1:4000 bis 1:5000 erreicht wird. Im Hinblick auf den wichtigen Vorteil der selbsttätigen Reduktion in den Horizont und auf die große Schnelligkeit der Arbeit, erscheint damit der Distanzmesser von Boßhardt-Zeiss für Arbeiten hoher Genauigkeit, z. B. Katastralneuvermessungen als ein äußerst wirtschaftliches und präzises Instrument.

Literaturhinweis.

(1) R. Boßhardt, Das neue Reduktionstachymeter. *Schweizer. Zeitschr. f. Verm.* **25**. *S. 1, 25. 1927;* Referat in *dieser Zeitschr.* **48**. *S. 93. 1928.*

(2) Carl Zeiss, Gebrauchsanweisung zum Reduktionstachymeter Boßhardt-Zeiss.

Prüfung des neuen Zeiss-Nivellierinstruments II.

Von

Dr. **O. v. Gruber** in Stuttgart.

Die Firma Carl Zeiss hat im Laufe des letzten Jahres ein neues Nivellierinstrument II herausgebracht. Eines dieser Instrumente (Fabriknummer 22785) wurde im Geodätischen Institut der Technischen Hochschule Stuttgart durch die Assistenten Schneider und Förstner geprüft.

Das Instrument Abb. 1 unterscheidet sich von dem bisherigen Nivellierinstrument II in folgenden Punkten:

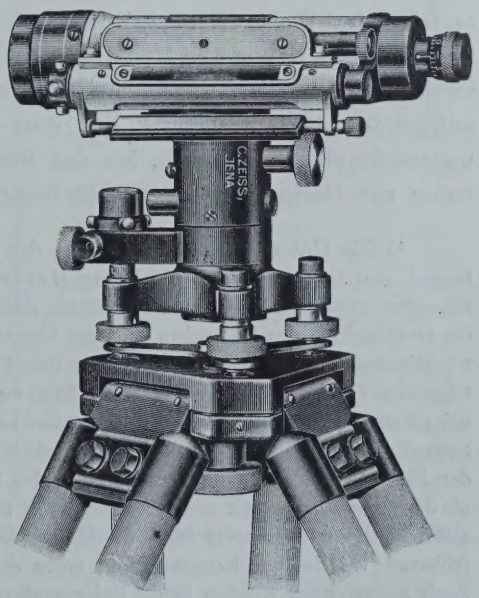


Abb. 1.

Es besitzt ein einachsiges Fernrohr mit einer Wendelibelle, deren Spielpunkte bezeichnet sind. Die Tangenten in den Spielpunkten sollen parallel sein und daher in Verbindung mit dem nur einachsigen Fernrohr eine Justierung von einem einzigen Standpunkt aus mit nur zwei Ablesungen — gegenüber früher vier — ermöglichen. Die ursprünglich von Wild stammende Konstruktion der Zeiss-Nivelliere ist damit bewußt verlassen worden.

Die Konstruktionselemente wurden hinsichtlich ihrer Eigenschaften nachgeprüft. Diese sind:

Anallaktisches Fernrohr mit Innenfokussierung. Durchmesser der Eintrittspupille 35 mm, der Austrittspupille 1,3 mm, Vergrößerung 27-fach, Gesichtsfeldwinkel im Objektraum $1^1/_2{}^0$, kürzeste Entfernung, auf die scharf eingestellt werden kann, 2,5 m. Die Strichplatte des Fernrohrs hat Distanz-

striche nach Reichenbach. Die Multiplikationskonstante ist bei dem vorliegenden Instrument 99,63, soll jedoch nach Mitteilung der Firma bei den weiteren Instrumenten auf 100,0 abgestimmt werden.

Die Wendelibelle hat eine Blasenlänge von 60 mm (bei 18° C), Empfindlichkeit 15,5″ für 2 mm Ausschlag. Das Einspielenlassen erfolgt mit Hilfe des bekannten Zeissischen Prismensystems, indem die beiden Libellenenden aufeinander zum Einstehen gebracht werden. Die Beobachtung des Einstehens geschieht durch eine Lupe mit zweifacher Vergrößerung, die so angebracht ist, daß die Beobachtung mit entspanntem Auge erfolgen kann. (Abb. 2.)

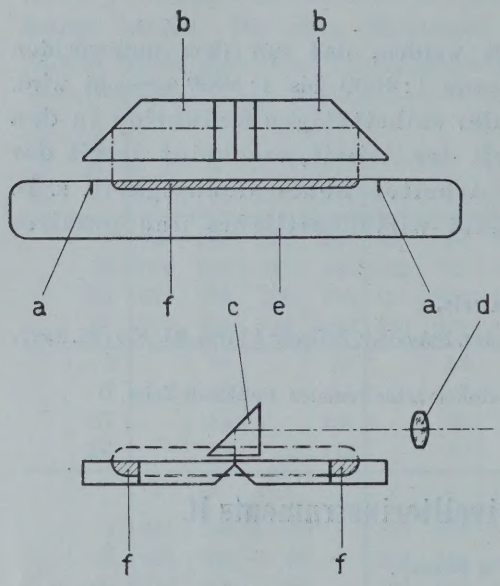


Abb. 2.
e Libellenrohr, *f* Libellenblase, *a* Einstellmarken, *b* Koizindenz-Prismen, *c d* Ablesevorrichtung.

Die Untersuchung des Instruments erstreckte sich außer auf die Konstruktionselemente vor allem auf die Leistungsfähigkeit von Fernrohr und Libelle. Es wurde untersucht hinsichtlich des Fernrohrs:

1. die Zielgenauigkeit (Absehfehler);
2. die Genauigkeit des Ganges der beweglichen Fokussierlinse[1]);

hinsichtlich der Libelle:

1. der mittlere Nivellierfehler und daraus in Verbindung mit dem Absehfehler die Einspielgenauigkeit;
2. die Parallelität der Tangenten in den Spielpunkten der Libelle.

Die Prüfung der Zielgenauigkeit (Absehfehler) und des Nivellierfehlers geschah in folgender Weise: Zunächst wurde das Instrument auf einem Steinpfeiler aufgestellt und während der ersten Reihe von Versuchen unverändert stehen gelassen. Auf einem zweiten Steinpfeiler wurde eine Zieltafel mit vertikalwirkender Mikrometerschraube aufgestellt. Der Beobachter ließ nun einen Gehilfen die Zieltafel mittels der Mikrometerschraube verschieben, bis das Bild der Zielmarke mit dem mittleren Horizontalfaden zur Deckung kam. Die Stellung der Mikrometerschraube wurde durch den Ge-

[1]) Die Untersuchung des Ganges der beweglichen Fokussierlinse war aus dem besonderen Grund von Interesse, weil die Firma Heinrich Wild in ihrem neuesten Prospekt über das neue Nivellierinstrument Wild als Begründung dafür, daß Herr Wild bei seinem neuen Nivellierinstrument die Drehbarkeit des Fernrohrs und die Umsteckbarkeit des Okulares weggelassen hat, angibt: „Die wichtigsten Vorteile von Drehbarkeit des Fernrohrs und Umsteckbarkeit des Okulares sind aus folgenden Gründen nicht vorhanden: Eine einwandfreie Justierung von einem Standpunkt aus setzt bei einem Nivellierinstrument mit umsteckbarem Okular und drehbarem Fernrohr voraus, daß die bewegliche Fokussierlinse weder beim Drehen des Fernrohrs noch beim Fokussieren eine Verschiebung der Ziellinie ergibt. Jede Verschiebung der Ziellinie durch die Bewegung der Fokussierlinse bleibt als Justierfehler zurück und es kann auch bei diesem Typus eine absolute Kontrolle nur nach der alten Methode (mit zwei Standpunkten) erreicht werden, wie sie auch in vielen Fällen mit der früheren Wildschen Konstruktion, trotz dem Vorhandensein der speziellen Justiereinrichtungen doch angewendet worden sind. Bei vorgekommenen Reparaturen von Instrumenten mit drehbarem Fernrohr hat sich außerdem gezeigt, daß sowohl die Fernrohrdrehung, wie auch die Fokussierlinsenführung nicht mehr einwandfrei funktionierten, so daß das Arbeiten erschwert war.“ Herr Wild hat hierbei offenbar übersehen, daß eine Verschiebung der Ziellinie beim Fokussieren auch bei der Justierung mit zwei Standpunkten als Justierungsfehler zurückbleibt und daher auf einen tadellosen Gang der Innenlinse unter allen Umständen größter Wert gelegt werden muß.

hilfen abgelesen. Die Einstellungen erfolgten gleich häufig von unten nach oben, wie von oben nach unten, und für jeden Beobachter 30 mal. Das Ergebnis der Beobachtungen ist in Tabelle I dargestellt. Hieraus ergibt sich ein mittlerer Fehler einer einzelnen Einstellung: für den Beobachter S. zu ± 11,68 Trommelteilen der Mikrometerschraube, für den Beobachter F. ein solcher von ± 18,65 Trommelteilen. Es entspricht ein Trommelteil 3,1 Mikron. Da die Entfernung zwischen Objektiv und Zieltafel 20,3 m betrug, entspricht die Genauigkeit einer Einstellung einem Winkelwert des Absehfehlers von ± 0,37″ für den Beobachter S. und ± 0,59″ für den Beobachter F.

Tabelle I.

Reihe A Beobachter S. Gehilfe F.					Reihe B Beobachter F. Gehilfe S.			
Nr. der Beobachtung	Trommel-Ablesung	Drehsinn	Abweichung gegen Mittel v	vv	Trommel-Ablesung	Drehsinn	Abweichung gegen Mittel v	vv
1	105	+	+20	400	128	+	+12	144
2	126	–	– 1	1	124	–	+16	256
3	116	+	+ 9	81	136	+	+ 4	16
4	134	–	– 9	81	145	–	– 5	25
5	132	+	– 7	49	113	+	+27	730
6	121	–	+ 4	16	151	–	–11	121
7	118	+	– 3	9	147	+	– 7	49
8	127	–	– 2	4	144	+	– 4	16
9	117	+	+ 8	64	169	–	–29	840
10	135	–	+10	100	130	+	+10	100
11	147	+	–22	484	158	–	–18	324
12	145	–	–20	400	135	+	+ 5	25
13	127	+	– 2	4	163	–	–23	530
14	145	–	–20	400	144	+	– 4	16
15	127	+	– 2	4	170	–	–30	900
16	141	–	–16	256	124	+	+16	256
17	122	+	+ 3	9	162	–	–22	484
18	136	–	–10	100	134	+	+ 6	36
19	109	+	+16	256	155	–	–15	225
20	111	–	+14	196	140	+	+ 0	0
21	114	+	+ 9	81	120	–	+20	400
22	131	–	– 6	36	147	–	– 7	49
23	105	+	+20	400	125	+	+15	225
24	122	–	+ 3	9	107	+	+33	1089
25	109	+	+16	256	155	–	–15	225
26	119	–	+ 6	36	171	–	–31	961
27	135	+	–10	100	152	–	–12	144
28	119	–	+ 6	36	130	+	+10	100
29	116	+	+ 9	81	110	+	+30	900
30	123	–	+ 2	4	110	+	+30	900

Mittel 125 Trommelteile [vv] = 3953 Mittel 140 Trommelteile [vv] = 10086

somit $m_S = \sqrt{\frac{3953}{29}} = \pm 11{,}68$ Trommelteile

$= \pm 36{,}2$ Mikron

entsprechend auf 20,32 m Entf.

$\sigma_S'' = \pm 0{,}37''$.

$m_F = \sqrt{\frac{10086}{29}} = \pm 18{,}65$ Trommelteile

$= \pm 57{,}7$ Mikron

entsprechend auf 20,32 m Entf.

$\sigma_F = \pm 0{,}59''$.

Tabelle II.

Nr. der Beobachtung	Reihe A Beobachter S. Gehilfe F. Trommel-Ablesung	Drehsinn	Abweichung gegen Mittel v	vv	Reihe B Beobachter F. Gehilfe S. Trommel-Ablesung	Drehsinn	Abweichung gegen Mittel v	vv
1	141	–	– 4	16	150	+	+ 20	400
2	115	+	+ 22	484	135	+	+ 35	1225
3	123	+	+ 14	196	180	+	– 10	100
4	158	–	– 21	441	190	–	– 20	400
5	173	–	– 36	1296	190	–	– 20	400
6	133	+	+ 4	16	175	–	– 5	25
7	151	+	– 14	196	160	–	+ 10	100
8	150	–	– 13	169	155	+	+ 15	225
9	132	+	+ 5	25	180	–	– 10	100
10	120	+	+ 17	289	200	+	– 30	900
11	138	+	– 1	1	192	–	– 22	484
12	147	–	– 10	100	160	+	+ 10	100
13	128	–	+ 9	81	145	+	+ 25	625
14	110	–	+ 27	729	190	+	– 20	400
15	130	+	+ 7	49	162	–	+ 8	64
16	101	–	+ 36	1296	190	–	– 20	400
17	136	+	+ 1	1	187	+	– 17	289
18	178	–	– 41	1681	150	–	+ 20	400
19	144	+	– 7	49	150	+	+ 20	400
20	145	–	– 8	64	180	–	– 10	100
21	141	+	– 4	16	173	–	– 3	9
22	132	+	+ 5	25	125	+	+ 45	2025
23	141	–	– 4	16	136	+	+ 34	1176
24	131	+	+ 6	36	170	–	+ 0	0
25	144	+	– 7	49	190	–	– 20	400
26	110	–	+ 27	729	205	–	– 35	1225
27	113	+	+ 24	576	164	+	+ 6	36
28	146	+	– 9	81	176	+	– 6	36
29	148	–	– 11	121	200	–	– 30	900
30	139	–	– 2	4	122	+	+ 48	2300
	Mittel 137 Trommelteile			[vv] = 8832	Mittel 170 Trommelteile			[vv] = 1544

$$m_S = \sqrt{\frac{8832}{29}} = \pm 17{,}4 \text{ Trommelteile}$$

$$= \pm 54{,}0 \text{ Mikron}$$

entsprechend auf 20,4 m Entf.

$$z_S'' = \pm 0{,}55''$$

Daraus $e_S = \sqrt{0{,}55^2 - 0{,}37^2} = \pm 0{,}40''$.

$$m_F = \sqrt{\frac{15144}{29}} = \pm 22{,}85 \text{ Trommelteile}$$

$$= \pm 70{,}8 \text{ Mikron}$$

entsprechend auf 20,4 m Entf.

$$z_F'' = \pm 0{,}72''.$$

Daraus $e_F'' = \sqrt{0{,}72^2 - 0{,}59^2} = \pm 0{,}41''$.

Die Prüfung der Einspiegelgenauigkeit der Libelle geschah in der Weise, das vor jeder Ablesung das Fernrohr gekippt und die Libelle zum Einspielen gebracht wurde. Vorher war die Mikrometerschraube verstellt worden und es wurde nun neuerdings durch den Gehilfen die Mikrometerschraube so lange gedreht, bis das Bild der Zielmarke mit dem Mittelfaden des Fernrohrs zusammenfiel. Dies geschah gleichhäufig durch Einstellen von oben und von unten und für jeden Beobachter wiederum 30mal. Tabelle II enthält das Ergebnis der Ablesungen an der Mikrometerschraube. Hieraus ergibt sich ein mittlerer Fehler von $\pm$ 17,4 Trommelteilen für den Beobachter S. und

± 22,9 Trommelteilen für den Beobachter F., entsprechend ± 54,0 bzw. ± 70,8 Mikron, oder als Winkelwert ± 0,55″ bzw. ± 0,72″. Letztere Werte sind die mittleren Nivellierfehler für die beiden Beobachter. Diese setzen sich aus dem mittleren Absehfehler und dem mittleren Einspielfehler der Libelle zusammen. Darnach rechnet sich der mittlere Einspielfehler zu $e_s = \pm 0{,}40''$, $e_f = \pm 0{,}41''$. Die mittleren Einspielfehler sind also bei beiden Herren gleich. Sie betragen $^1/_{40}$ der Empfindlichkeit der Libelle oder nur $^1/_{20}$ mm. Daraus ist zu erkennen, daß die neue Ausstattung der Prismenablesung mit einer Lupe zu einer wesentlichen Erhöhung der Einspielgenauigkeit der Libelle und damit auch zu einer wesentlichen Erhöhung der Nivelliergenauigkeit geführt hat. Soweit bekannt, ist eine solche Einspielschärfe bisher von keinem anderen Instrument erreicht worden.

Die Genauigkeit des Ganges der beweglichen Fokussierlinse wurde zusammen mit der Parallelität der Tangenten in den Spielpunkten der Libelle geprüft. Der Grundgedanke der beiden Prüfungen beruht auf folgender Überlegung:

1. Läßt man eine Wendelibelle in beiden Lagen vor jeder Lattenablesung einspielen, so gibt das Mittel aus den beiden Ablesungen die Richtung der Winkelhalbierenden zwischen den beiden Tangenten. Wird die Ziellinie durch eine Bewegung der Fokussierlinse verschoben, so wird sich die Differenz zwischen den beiden Ablesungen in beiden Lagen beim Fokussieren auf verschiedene Entfernungen ändern müssen. Eine Konstanz des Winkelwertes der Differenz würde ein Beweis dafür sein, daß die Ziellinie eine Gerade ist.

2. Wenn die Tangenten in den Spielpunkten nicht parallel sind, so würde das Mittel aus den Ablesungen in zwei Lagen bei jeweils einspielender Libelle einer geneigten Lage der Winkelhalbierenden zwischen den beiden Tangenten entsprechen. Sind dagegen die beiden Tangenten untereinander parallel, so ist auch ihre Winkelhalbierende parallel, und es müßte das Mittel aus den Lattenablesungen in den beiden Lagen in der horizontalen Richtung liegen (s. Abb. 3).

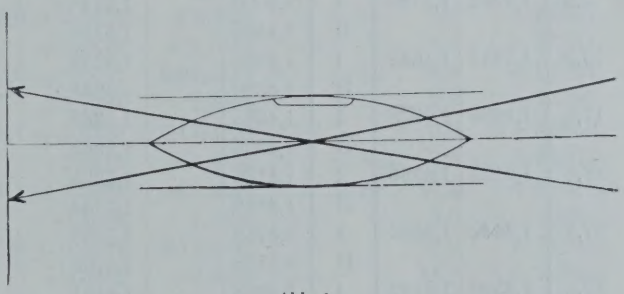


Abb. 3.

Eine Prüfung kann also in der Weise vorgenommen werden, daß man für eine Reihe von Punkten die gegenseitigen Höhenunterschiede durch Nivellieren aus der Mitte sorgfältig misst, dann eine Latte auf diesen Punkten der Reihe nach aufstellt und die Ablesung in beiden Fernrohrlagen macht. Die Mittelwerte aus den Ablesungen auf die verschiedenen Entfernungen werden nach Berücksichtigung einer kleinen Korrektur für Erdkrümmung und Refraktion die scheinbare Instrumentenhöhe über den einzelnen Punkten ergeben. Fügt man diese Werte zu den Höhenwerten der einzelnen Punkte hinzu, so erhält man aus den verschiedenen Punkten die scheinbare absolute Höhe des Instrumentes. Wenn nun diese Werte untereinander übereinstimmen, so ist dadurch der Beweis erbracht, daß die Winkelhalbierende zwischen den beiden Tangenten und damit diese selbst horizontal und untereinander parallel sind. Aus den Ablesungen kann aber weiter auf eine eventuelle Verschiebung der Ziellinie infolge der Bewegung der Fokussierlinse geschlossen werden, indem man die Differenzen zwischen den Ablesungen auf jedem einzelnen Punkt in den beiden Lagen bildet.

Es wurden für diese Prüfung 21 Punkte einnivelliert. Dies geschah dadurch, daß

die Punkte gegenseitig durch Nivellieren aus der Mitte in verschiedenen Gruppen und Kombinationen in Beziehung gebracht wurden. Die gegenseitigen Entfernungen zwischen den verschiedenen Punkten betrugen 5 m. Das Nivellement wurde als Präzisionsnivellement mit einer Nivellierlatte mit Transversalteilung durchgeführt, die für die einzelne Messung einen mittleren Ablesefehler von $\pm$ 0,13 mm ergab. Bei dem Nivellieren aus der Mitte wurde der Standpunkt des Nivellierinstrumentes jeweils so gewählt, daß bei der Einstellung auf zwei in Verbindung zu bringende Punkte die Fokussierung nicht geändert zu werden brauchte. Als Standort für die Prüfung des Instruments wurde ein Punkt so gewählt, daß er Sichten in zwei entgegengesetzten Richtungen zuließ, so daß Nivellierfehler auf Grund verschiedenartiger Beleuchtung der Latte aus dem Mittel von den Ablesungen nach je zwei gleich entfernten Punkten herausfallen.

Tabelle III.

Entfernung vom Instrument	Höhen von Bodenpunkten, gefunden durch Ausgleichung von Höhenunterschieden mit genau gleicher Fokussierung		Lage	Beobachtete Höhenunterschiede Ziellinie über Bodenpunkt				Korrektion für Erdkr. und Refraktion	Höhe der Zielung aus		Mittel	Differenz gegen Gesamtmittel
	Reihe A	Reihe B		Reihe A	Differenz	Reihe B	Differenz		Reihe A	Reihe B		
	m	m		m	$^1/_{10}$mm	m	$^1/_{10}$mm	$^1/_{10}$mm	m	m	m	$^1/_{10}$mm
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
2,5	1,1618	1,1430	I	1,4672	0	1,4861	+ 0,5	0	$2,6290_0$	$2,6290_5$	$2,6290_2$	+ 0,3
			II	1,4672		1,4860						
7,5	1,1791	1,1180	I	1,5000	+ 1	1,5110	+ 0,3	0	90_5	89_8	90_2	+ 0,3
			II	1,4499		1,5110						
12,5	1,1911	1,1040	I	1,4380	+ 0,3	1,5249	+ 0,5	0,1	91_1	88_4	89_8	+ 0,7
			II	1,4380		1,5248						
17,5	1,1985	1,0928	I	1,4305	+ 1,0	1,5365	+ 1,0	0,2	89_3	92_3	90_8	− 0,3
			II	1,4304		1,5364						
22,5	1,2155	1,0956	I	1,4136	0	1,5335	+ 1,0	0,4	90_6	90_1	90_4	+ 0,1
			II	1,4136		1,5334						
27,5	1,2442	1,0582	I	1,3759	+ 1,0	1,5708	± 0	0,5	90_0	89_5	89_8	+ 0,7
			II	1,3758		1,5708						
32,5	1,2590	1,0132	I	1,3698	0	1,6161	± 0	0,7	87_3	92_3	89_8	+ 0,7
			II	1,3698		1,6161						
37,5	1,2829	1,0125	I	1,3463	0	1,6168	+ 1	1,0	91_0	91_5	91_2	− 0,7
			II	1,3463		1,6167						
42,5	1,3064	1,0222	I	1,3229	+ 1	1,6070	± 0	1,3	91_2	90_7	91_0	− 0,5
			II	1,3228		1,6070						
47,5	1,3128	1,0000	I	1,3267	0	1,6293	± 0	1,6	93_4	91_4	92_4	− 1,9
			II	1,3267		1,6293						
52,5	1,3576		I	1,2716	0			2,0	90_0		90_0	+ 0,5
			II	1,2716								
								Mittel	$2,6290_4$	$2,6290_6$	$2,6290_5$ Gesamtmittel	

Mittlerer Fehler einer einzelnen Bestimmung (aus Spalte 10 und 11):

$$m = \sqrt{\frac{0,3633}{20}} = \pm 0,135 \text{ mm}.$$

In Tabelle III, Spalte 2 und 3, sind die Höhen der Bodenpunkte zusammengestellt, geordnet nach Entfernungen vom Instrument, beginnend mit 2,5 m bis zu 52,5 m. Dabei liegt die Reihe A in entgegengesetzter Richtung zur Reihe B. Die

Spalten 5 und 7 geben die Beobachtung nach den einzelnen Punkten für die beiden Reihen und für die beiden Lagen getrennt. In den Spalten 6 und 8 sind die Differenzen zwischen den Ablesungen in den beiden Lagen eingetragen. Diese Differenzen überschreiten nirgends den Wert von 0,1 mm. Da die Ablesegenauigkeit an der Latte selbst nicht größer als 0,1 mm ist, so ist damit der Beweis erbracht, daß die Ziellinie für sämtliche Entfernungen von 2,5 bis 52,5 m genau einer geraden Linie entspricht. In Spalte 9 ist die Korrektur für Erdkrümmung und Refraktion in Zehntelmillimetern angegeben. Die Spalten 10 und 11 geben die Höhen der Zielungen auf Grund der beobachteten Höhenunterschiede für die Reihe A und B an, Spalte 12 das Mittel aus den Beobachtungen für je zwei zusammengehörige Punkte, Spalte 13 die Differenz dieser Mittelwerte gegenüber dem Gesamtmittel. Diese Differenzen erreichen in Maximum den Betrag von 0,19 mm und wechseln auf die verschiedenen Entfernungen ihr Vorzeichen. Die Maximaldifferenz von 0,19 mm liegt bei einem mittleren Fehler eines einzelnen Mittels von $\pm$ 0,094 mm innerhalb des dreifachen Betrages des mittleren Fehlers und muß daher als zufällige Streuung aufgefaßt werden. Der Betrag des

Tabelle IV.

Strecke Nr.	Entfernung E	Zahl der Wechsel W	$p = \frac{1}{W}$	Δh I Hinweg m	Δh II Herweg m	II − I Δ $^1/_{10}$ mm	$p\,\Delta\Delta$	$\frac{\Delta h\,\mathrm{I} + \Delta h\,\mathrm{II}}{2}$ Mittel
1	2	3	4	5	6	7	8	9
A — 1	40	1	1	+ 1,2157	+ 1,2160	+ 3	9,0	+ 1,2158$_5$
1 — 2	60	1	1	+ 1,6495	+ 1,6494	− 1	1,0	+ 1,6494$_5$
2 — 3	65	1	1	+ 2,5623	+ 2,5620	− 3	9,0	+ 2,5621$_5$
3 — 4	90	2	0,5	+ 2,7810	+ 2,7813	+ 3	4,5	+ 2,7811$_5$
4 — 5	100	2	0,5	+ 1,9127	+ 1,9121	− 6	18,0	+ 1,9124$_0$
5 — 6	75	2	0,5	+ 2,7081	+ 2,7080	− 1	0,5	+ 2,7080$_5$
6 — 8	140	3	0,3	+ 5,2359	+ 5,2360	+ 1	0,3	+ 5,2359$_5$
8 — 9	85	2	0,5	+ 2,2219	+ 2,2215	− 4	8,0	+ 2,2217$_0$
9 — 11	215	3	0,3	+ 3,3363	+ 3,3355	− 8	19,2	+ 3,3359$_0$
11 — 12	110	1	1	− 1,4606	− 1,4609	+ 3	9,0	− 1,4607$_5$
12 — 13	75	1	1	− 1,0133	− 1,0138	+ 5	25,0	− 1,0135$_5$
13 — 14	90	1	1	+ 2,3962	+ 2,3966	+ 4	16,0	+ 2,3964$_0$
14 — 15	80	2	0,5	+ 2,6295	+ 2,6293	− 2	2,0	+ 2,6294$_0$
15 — 16	60	1	1	+ 2,6680	+ 2,6677	− 3	9,0	+ 2,6678$_5$
16 — 18	120	3	0,3	+ 5,0479	+ 5,0479	+ 1	0,3	+ 5,0478$_5$
18 — 21	220	4	0,25	+ 6,2686	+ 6,2683	− 3	2,3	+ 6,2684$_5$
21 — 23	180	3	0,3	+ 4,2553	+ 4,2558	+ 5	7,5	+ 4,2555$_5$
23 — 24	80	1	1	+ 2,3453	+ 2,3455	+ 2	4,0	+ 2,3454$_0$
24 — E	200	3	0,3	+ 5,1351	+ 5,1357	+ 6	10,8	+ 5,1354$_0$
n = 19 [E] = 1985		37 [w]	12,25 = [p]				155,4 [p $\Delta\Delta$]	

Gesamtlänge (einfach) [E] = 1985 m.

Zahl der Wechsel [W] = 37.

Mittlere Zielweite = 31 m.

Somit $m = \sqrt{\frac{[p\Delta\Delta]}{2n}} = \sqrt{\frac{155{,}4}{38}} = \pm$ 2,01 $^1/_{10}$ mm = $\pm$ 0,201 mm für die Strecke mit Gewichtseinheit von 62 m Länge.

Ein km besteht aus $\frac{1000}{62} = 16{,}1$ Strecken von der Gewichtseinheit.

Somit $M = \pm 2{,}01 \cdot \sqrt{16{,}1} = \pm$ 8,1 $^1/_{10}$ mm = $\pm$ 0,81 mm pro km einfach.

Maximalfehlers ist aber an sich schon so klein, daß ein merkliches Abweichen der Winkelhalbierenden aus der horizontalen Lage daraus nicht gefolgert werden kann.

Die Untersuchung beweist also, daß innerhalb der möglichen Genauigkeit der Untersuchungsmethode die Ziellinie als Gerade und die Tangenten an die Spielpunkte der Libelle als Parallele aufgefaßt werden müssen.

Auf Grund dieses Ergebnisses für die Untersuchung der Leistungsfähigkeit des Instrumentes bot es ein besonderes Interesse, zu untersuchen, wie sich der mittlere Nivellierfehler pro km stellen würde. Zu diesem Zweck wurde mit dem Instrument ein Nivellement über eine 2 km lange Strecke durchgeführt, die bereits vorher mit einem Nivellierinstrument Zeiss III und Invarlatte als Nivellement von höherer Genauigkeit nivelliert worden war. Das Nivellement wurde einmal mit einer Latte mit Transversalteilung und dann mit einer einfachen Nivellierklapplatte-Zeiss durchgeführt.

Tabelle IV gibt die Beobachtungen für Hin- und Rückweg für das Nivellement mit dem Nivellierinstrument II. Aus den Differenzen zwischen den Höhenunterschieden in Hin- und Rückweg folgt ein mittlerer Fehler von $\pm$ 0,201 mm für die einmal gemessene Strecke von 62 m Länge und hieraus ein mittlerer Fehler für den km von $\pm$ 0,81 mm.

Tabelle V.

	Höhe aus Nivellement Zeiss III	Höhe aus Nivellement Zeiss II	Differenz
	m	m	mm
Punkt A	0	0	v
„ 4	8,02845	8,02860	− 0,15
„ 8	17,88495	17,88500	− 0,05
„ 16	28,66485	28,66195	+ 2,90
„ E	51,71670	51,71460	+ 2,10

Tabelle V gibt den Vergleich der Höhenunterschiede zwischen den Punkten, die dem neuen Nivellement und dem vorausgehenden Präzisionsnivellement mit Nivellierinstument Zeiss III gemeinsam angehören. Die maximale Differenz zwischen den Höhenunterschieden aus den beiden Nivellements ist 2,9 mm. Diese Differenz liegt innerhalb des zufälligen Fehlers, der auf derartigen Entfernungen vorkommen kann. Die erreichte Genauigkeit beweist, daß das Instrument für Nivellements hoher Genauigkeit verwendbar ist.

Tabelle VI gibt die Beobachtungen eines einfachen Nivellements auf der gleichen Strecke mit der einfachen Zeiss-Klapplatte. Hierbei wurden in der Ablesung halbe mm geschätzt. Der mittlere Fehler für eine Strecke von 62 m ist $\pm$ 0,41 mm und der mittlere Fehler pro km $\pm$ 1,6 mm. Hieraus folgt, daß selbst dieses Nivellement nahezu die Genauigkeit hat, wie sie für ein Nivellement hoher Genauigkeit vorgeschrieben ist.[1])

Zusammenfassend kann aus dem Ergebnis der gesamten Untersuchungen gesagt werden: Mit der neuen Konstruktion des Nivellierinstrumentes II ist es der Firma

[1]) Auf Grund des Ergebnisses der vorliegenden Untersuchung hat sich die Firma Carl Zeiss entschlossen zu dem Nivellierinstrument II auf Wunsch auch eine vorsteckbare, kippbare Planparallelplatte zu liefern, die eine Parallelverschiebung der Ziellinie in gleicherweise ermöglicht, wie das bisher nur bei dem Zeiss-Nivellierinstrument III mit Keilstricheinstellung der Fall war. Man ist dann in der Lage die Nivelliergenauigkeit des Instrumentes durch Koinzidenzmessungen unter Verwendung der Präzisionslatte mit Invarband voll auszunützen und ist nicht mehr auf Schätzung kleinerer Intervalle angewiesen.

Tabelle VI.

Strecke Nr.	Δh mit Zeiss-Klapp-Latte	Differenz gegen Spalte 9 der Tabelle IV $^1/_{10}$mm	pdd
A — 1	$+1{,}215_7$	+ 1	1
1 — 2	$+1{,}650_2$	— 8	64
2 — 3	$+2{,}563_5$	— 14	196
3 — 4	$+2{,}781_1$	0	0
4 — 5	$+1{,}912_8$	— 4	8
5 — 6	$+2{,}707_5$	+ 5	13
6 — 8	$+5{,}235_9$	0	0
8 — 9	$+2{,}221_0$	— 2	2
9 — 11	$+3{,}335_6$	+ 3	3
11 — 12	$-1{,}461_5$	— 8	64
12 — 13	$-1{,}014_6$	— 10	100
13 — 14	$+2{,}396_4$	0	0
14 — 15	$+2{,}629_5$	— 1	1
15 — 16	$+2{,}668_8$	— 10	100
16 — 18	$+5{,}048_5$	— 8	20
18 — 21	$+6{,}268_5$	0	0
21 — 23	$+4{,}256_7$	— 11	37
23 — 24	$+2{,}345_3$	+ 1	1
24 — E	$+5{,}136_4$	— 10	30
			640 = [pdd]

$$m = \sqrt{\frac{640}{38}} = \pm 4{,}1\ {}^1/_{10}\,\text{mm}$$

$$M = 4{,}1 \cdot \sqrt{16{,}1} = \pm 16{,}4\ {}^1/_{10}\,\text{mm} = \pm 1{,}64\,\text{mm pro km einfach.}$$

Carl Zeiss gelungen, ein Instrument herzustellen, das hinsichtlich seiner Genauigkeit sehr hohen Anforderungen genügt. Dieses Instrument ist ausserdem so eingerichtet, daß seine Justierung im Gegensatz zu der früheren Konstruktion mit einem wesentlich geringeren Arbeitsaufwand erfolgen kann. Das Instrument besitzt außerdem eine solche Präzision der Ausführung, daß die Justierung von einem Standpunkt aus unbedingt zum gewünschten Ziel führt.

Das Winkelprisma.

Von

Vermessungsrat **Hamann** in Kassel.

Bei jeder zur Herstellung genauer Horizontalpläne (Katasterkarten) ausgeführten Neumessung ist die der Herstellung und Vermarkung der Grenzen und des Festpunktnetzes folgende Stückvermessung, d. i. die unmittelbare Längenbestimmung der Horizontalprojektionen der Grenzen und Messungslinien und der von diesen zu den Grenzpunkten führenden Abstände, die Hauptmessungsarbeit.

Zumeist werden die Horizontalprojektionen der vorgenannten Abstände rechtwinklig von den Horizontalprojektionen der Messungslinien abgezweigt. Sie werden dann als „Ordinaten, Lote oder Höhen", die Abzweigungstellen, die Scheitelpunkte, als „Abszissen-, Lot- oder Höhenfußpunkte" bezeichnet. Die rechtwinklige Abzweigung der Projektionen der Abstände von denen der Messungslinien erleichtert die Kartierung der Grenzpunkte durch Abschieben rechter Winkel und gestattet die Berechnung

der Horizontalflächen aus Urmaßen. Erwünscht ist, daß die Bestimmung der Lotfußpunkte in den Messungslinien mit einer der Längenmessungschärfe entsprechenden Genauigkeit erfolgt. Die preußische Katasteranweisung II vom 17. VI. 1920 schreibt daher in Ziffer 140 die Verwendung eines Werkzeugs zur Bestimmung der Lotfußpunkte vor.

Als Werkzeuge werden von einzelnen Stadtvermessungen im ebenen Gelände rechtwinklige Holzdreiecke wie beim Kartieren mit einer Kathete unmittelbar an die auf das nahezu horizontale Pflaster abgeschnürten und aufgekreideten Messungslinien angelegt und verschoben, bis die zweite Kathete in der Richtung nach dem aufzunehmenden Grenzpunkt liegt. Im bergigen Württemberg sind noch heute die Kreuzscheibe und der Winkelkopf im Gebrauch, Werkzeuge, welche auch im Steilgelände zuverlässig rechte Horizontalwinkel abstecken lassen, aber umständlich zu handhaben sind. In allen übrigen Landgebieten erfolgt die Bestimmung der Lotfußpunkte zumeist mit dem Winkelspiegel oder dem Prisma. Von diesen beiden Werkzeugen hat das Prisma den Vorzug, daß sein Glaskörper das Gleichmaß der abgesteckten Horizontalwinkel besser gewährleistet als der Winkelspiegel, dessen Spiegelglasscheiben mit Schrauben an dem Metallkörper des Werkzeugs befestigt sind und bei der unvermeidlichen Lockerung der Schrauben beim Gebrauch dauernd Prüfung und Berichtigung der Glasscheibenstellung erfordern.

Professor Dr. Jordan sagt in seinem Handbuch der Vermessungskunde: „Bei steilen Strahlen hat das Prisma mit dem Winkelspiegel den Nachteil des Versagens gemein, weshalb für solche Fälle die Kreuzscheibe nicht zu entbehren ist ...“, und an einer anderen Stelle: „In der Ebene ist das Prisma ein vorzügliches Instrument ...“ Ähnlich sagt Professor Dr. Vogler in seinem Lehrbuch der praktischen Geometrie: „Der Gebrauch der Spiegelinstrumente (auch des Prismas) bleibt zweckmäßig auf schwachgeneigtes Terrain beschränkt ...“

In der Tat wird wohl jeder Landmesser schon erfahren haben, daß er bei steilen Sichten für den gleichen Grenzpunkt und die gleiche Messungslinie mit dem gleichen Prisma mehrere, nicht übereinstimmende Fußpunkte ermitteln, den Lotfußpunkt also nur roh bestimmen kann. Er wird daher außer der Lotlänge noch die Länge einer „Strebe“ zwischen dem Grenzpunkt und einem seitlich vom Lotfußpunkt liegenden Messungslinienpunkt durch Messung bestimmen und den Lotfußpunkt genauer durch Rechnung ermitteln.

Eine Verfügung des Landeskulturamts Kassel aus 1909 hält einen Unterschied von 0,4 m zwischen dem mit dem Prisma bestimmten und aus Strebenmessung rechnerisch ermittelten Lotfußpunkt für möglich. Die gleiche Verfügung ordnet daher an, daß alle Lote von mehr als 8 m Länge und 20% Gefälle durch eine Strebe zu sichern und die Lotfußpunkte aus der Streben- und Lotlänge scharf nachzurechnen sind.

Strebenmessungen und Rechnungen zur Berichtigung der mit dem Prisma abgesteckten Fußpunktmaße sind aber zeitraubende, unerwünschte Nebenarbeiten. Da ferner die Längen des Lots und der Strebe im Berggelände nicht fehlerfrei gemessen werden können, wird das aus diesen Maßen errechnete Fußpunktmaß auch nur bedingtes Zutrauen beanspruchen können. Es ist daher zweckmäßiger, das Winkelprisma so auszugestalten, daß es auch im Berggelände die Scheitelpunkte der rechten Horizontalwinkel mit einer der Längenmessungsgenauigkeit entsprechenden Schärfe abzusetzen gestattet.

Im folgenden Teil der Abhandlung werden die Fehler des Prismas und Vorschläge für seine Neugestaltung besprochen.

Wir nehmen an, daß die Seitenflächen des Prismenglaskörpers vollkommene Ebenen, daß ihre drei Schnittkanten einander parallel sind und daß der Querschnitt ein gleichschenklig-rechtwinkliges Dreieck ist. In „normaler Stellung“ sollen die drei Prismenkanten senkrecht stehen, die Prismenbasis ungefähr parallel der Messungslinie laufen und die Prismenspitze dem Beobachter zugekehrt sein, so daß die von Punkten der Messungslinie, den „Seitenzielen“, ausgehenden Strahlen scheinbare Spiegelbilder in den Basisenden des Prismas erzeugen, welche auf die „Vorziele“, die unmittelbar über oder unter den Basisenden angezielten Punkte, einzustellen sind. Nahezu normale Stellung des Prismas wird beispielsweise bei dem auf einem Lotstab befestigten Winkelprisma angenommen werden können, wenn der Stab lotrecht aufgestellt oder frei pendelnd gehalten wird.

Die Winkelprismentheorie ist in den Lehrbüchern bisher immer nur für den horizontal laufenden Seitenstrahl und das normal gehaltene Prisma entwickelt worden. Sind in Abb. 1 R, S und L die Horizontalprojektionspunkte der Glasprismenkanten und ist AB der horizontal verlaufende Lichtstrahl, welcher mit dem in B auf der Prismenkathete LS errichteten Einfallslot den Winkel α bildet, so ist β der Winkel, welchen der Strahl AB nach der Brechung an der Prismenkathete LS mit dem in den Glaskörper verlängerten Einfallslot auf seinem Weg im Glaskörper einschließt. Auf diesem Wege wird dann der gebrochene Lichtstrahl im Punkt C von der zweiten Prismenkathete SR nach D total und weiterhin im Punkte D durch Spiegelung nach E reflektiert und tritt vom Punkt E aus als Strahl EF nach nochmaliger Brechung an der Prismenkathete SR aus dem Glaskörper wieder aus. Es ist leicht zu beweisen, daß im Glaskörper die Winkel β, welche der Lichtstrahl in den Punkten B und E mit den hier auf den Prismenkatheten errichteten Einfallsloten bildet, einander gleich sind. Aus der Gleichheit der Winkel β folgt die Gleichheit der Winkel α, welche der Lichtstrahl mit den Einfallsloten außerhalb des Glaskörpers bildet. Da endlich die auf den Prismenkatheten errichteten Einfallslote wie jene aufeinander senkrecht stehen, so folgt auch, daß der aus dem Prisma austretende Lichtstrahl EF senkrecht zum einfallenden Lichtstrahl AB verläuft.

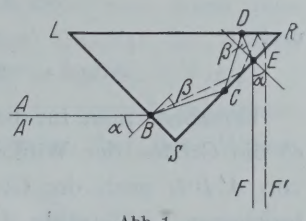


Abb. 1.

Ist nun aber die Linie AB der Abb. 1 nicht der Lichtstrahl selbst, sondern die Horizontalspur eines vom Einfallspunkt B aus gegen die Zeichnungsebene (Horizontalebene) um den Winkel γ steigenden oder fallenden Strahls $A'B$, so wird dieser Lichtstrahl im Glaskörper einen anderen, punktiert angedeuteten Weg einschlagen, und zwar ebenfalls in einer zur Vertikalebene der ursprünglichen Richtung AB senkrechten, aber etwas seitlich verschobenen Vertikalebene aus dem Glaskörper austreten. Die Richtigkeit dieser Behauptung wird an den Abb. 1 und 2 bewiesen.

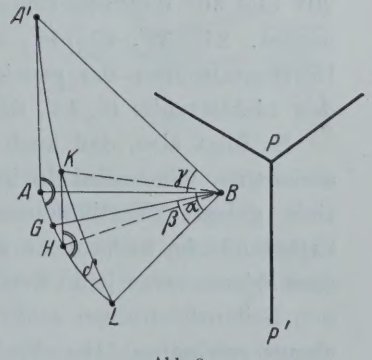


Abb. 2.

Wenn in Abb. 2 PP' die Spitzenkante des Prismenglaskörpers, AB den horizontal einfallenden, $A'B$ den unter Winkel γ gegen die Horizontalebene geneigten Lichtstrahl, und endlich GB die Rückwärtsverlängerung des im Prisma liegenden, horizontal laufenden Strahlenteils BC der Abb. 1, welcher mit dem Einfallslot LB den Winkel β einschließt, bilden, so wird einmal die Rückwärtsverlängerung GB des

im Prisma gebrochenen Lichtstrahls BC in der Ebene ABL, und ebenso die Rückwärtsverlängerung des im Prisma gebrochenen Lichtstrahls $A'B$, welche in der Abb. 2 mit KB bezeichnet ist, in der Ebene $A'BL$ liegen, weil nach dem Lichtbrechungsgesetz die Strahlen auch nach der Lichtbrechung in der durch das Einfallslot und den einfallenden Strahl gelegten Ebene liegen.

Wird der Lichtbrechungskoeffizient für Luft und Glas mit „n“ bezeichnet, so bestehen die Gleichungen:

$$\sin\beta = \sin GBL = n \cdot \sin ABL = n \cdot \sin\alpha \qquad 1)$$

und

$$\sin KBL = n \cdot \sin A'BL\,. \qquad 2)$$

In dem bei A rechtwinkligen sphärischen Dreieck $A'AL$ bestehen für die Errechnung der Winkel $A'BL$ und $A'LA = \partial$ nachstehende Gleichungen:

$$\cos A'BL = \cos ABL \cdot \cos A'BA = \cos\alpha \cdot \cos\gamma \qquad 3)$$

und

$$\operatorname{cotg}\delta = \operatorname{cotg} A'LA = \sin ABL \cdot \operatorname{cotg} A'BA = \sin\alpha \operatorname{cotg}\gamma\,. \qquad 4)$$

Errechnet man für bestimmte Werte von α und γ nach den Gleichungen 3) und 4) die Größen der Winkel $A'BL$ und δ und ferner aus den so ermittelten Werten von $A'BL$ nach der Gleichung 2) die von der Rückwärtsverlängerung KB des gebrochenen Lichtstrahls $A'B$ und dem Einfallslot BL eingeschlossenen Winkel KBL und bestimmt man endlich die Werte der Projektionen dieser Winkel auf die Horizontalebene $ABLG$ nach der für das rechtwinklige sphärische Dreieck gültigen Formel:

$$\operatorname{tg} HBL = \operatorname{tg} KBL \cdot \cos\delta\,, \qquad 5)$$

so wird der Winkel HBL immer kleiner sein als der Winkel GBL. Die Abweichungen zwischen diesen Winkeln wachsen ungefähr im quadratischen Verhältnis zur Größe des Neigungswinkels γ. Eine Betrachtung der Differenziale der Sinuswerte der Winkel von 0^0 bis 90^0, welche bei wachsendem Winkel dauernd abnehmen, führt auf noch schnellerem Wege zum gleichen Schluß.

Beispielsweise ergeben sich für den Einfallswinkel $\alpha = 45^0$, den für Kronglas gültigen mittleren Brechungskoeffizienten $n = 1{,}53$ und die Höhenwinkel $\gamma = 0^0$, 10^0, 20^0 und 30^0 durch Errechnung nach den Formeln 1) bis 5) die Horizontalprojektionswinkel: $27^0\ 32'$, $27^0\ 16'$, $26^0\ 28'$ und $25^0\ 03'$ und hieraus die Abweichungen der Horizontalspuren der geneigten Lichtstrahlen gegen den Weg des horizontal laufenden Lichtstrahls: $0'$, $16'$, $64'$ und $149'$.

Es folgt also, daß auch bei einem normal gehaltenen Winkelprisma die unter verschiedenen Höhenwinkeln in das Prisma fallenden Lichtstrahlen der durch die Seitenziele gelegten Vertikalebenen nach ihrer Brechung an der zugekehrten Prismenkathetenfläche nicht mehr senkrecht übereinander liegen und nach ihrem Austritt aus dem Prisma zwar je in Vertikalebenen, welche zu den Vertikalebenen der ungebrochenen Seitenzielstrahlen senkrecht stehen, aber nicht mehr in den gleichen Vertikalebenen verlaufen. Der Verlauf der Horizontalspuren der Vertikalebenen der gegen den Horizont geneigten Seitenzielstrahlen ist in Abb. 1 durch die punktierte Linie schematisch angedeutet.

Im besonderen wird ein unter 30^0 Höhenneigung von links her zum normal gehaltenen Prisma fallender oder steigender Lichtstrahl nach seinem Eintritt in den Glaskörper in einer Vertikalebene liegen, welche um 149 Bogenminuten gegen die entsprechende Vertikalebene eines horizontal laufenden, an gleicher Stelle in den Glas-

körper eintretenden Lichtstrahls verschwenkt ist. Da die Länge des im Glaskörper laufenden Lichtstrahls etwa $^{11}/_{10}$ der Kathetenlänge beträgt, so wird bei 25 mm Kathetenlänge der um 30^0 geneigte Lichtstrahl um ungefähr $25 \cdot 1{,}1 \cdot 149 : 3437 = 1{,}1$ mm gegen den horizontal laufenden Lichtstrahl an der rechten Kathetenfläche nach rechts verschoben aus dem Glaskörper austreten. Multipliziert man den so erhaltenen Betrag mit $\sin 45^0 = 0{,}71$, so erhält man $1{,}1 \cdot 0{,}71 = 0{,}8$ mm als Maß der Verschiebung in der Richtung der Prismenhypotenuse, also den Abstand der Vertikalebene des geneigten Lichtstrahls von der Vertikalebene des horizontal laufenden Lichtstrahls nach ihrem Austritt aus dem Prisma.

Dieser Wert 0,8 mm paßt gut zu den in vorliegender Zeitschrift, Jahrgang 1927, Seite 434, von Herrn Stadtvermessungsrat Schulze in seiner Abhandlung „Beiträge zur Theorie des dreiseitigen Winkelprismas“ für ein Prisma von ebenfalls 25 mm Kathetenlänge und den gleichen Einfallswinkel $\alpha = 45^0$ errechneten Verschiebungen für die Höhenneigungen $\vartheta = 20^0$ und 45^0, nämlich 0,31 und 1,99 mm, wenn man beachtet, daß diese Verschiebungswerte proportional mit dem Quadrat der Höhenneigung zunehmen. Es besteht: $0{,}31 \cdot (30 : 20)^2 = 1{,}99 : (45 : 30)^2 = 0{,}7$ bis 0,9 mm.

Für die Verschiebungen der Vertikalebenen der aus dem normal gehaltenen Prismenglaskörper austretenden geneigten Lichtstrahlen bestehen bei den Höhenneigungen: 10^0, 20^0, 30^0, 40^0 und 50^0 die Maße: 0,1, 0,3, 0,8, 1,6 und 2,5 mm. Diese Verschiebungen erfolgen sowohl für das höher wie für das tiefer liegende Seitenziel immer in der Richtung des einfallenden Lichtstrahls.

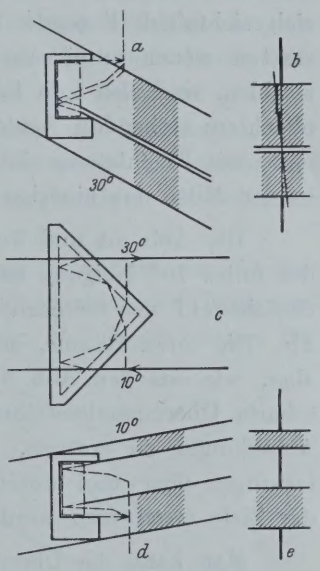


Abb. 3.

Für die Beurteilung der gegen den Horizont und das normal gehaltene Prisma geneigten Zielstrahlen sind ferner die in Abb. 3c als Draufsicht und im Grundriß, in den Abb. 3a und 3d als Seitenansichten und Schnitte in den Vertikalebenen der Vorzielstrahlen und in den Abb. 3b und 3e als Vorderansichten gezeichneten Ziele, Zielstrahlenwege und Hauptkanten der Prismenfassung und des Prismenglaskörpers zu beachten. Als Vorlage für die Darstellung des Prismas diente ein Prisma der Hensoldschen Werkstatt.

In Abb. 3c bildet das stark gestrichelt gezeichnete, rechtwinklige gleichschenklige Dreieck den horizontalen Querschnitt eines Prismenglaskörpers; der darum liegende, voll ausgezeichnete Rahmen ist der Umring des zugehörigen oberen Metallschutzdeckels. Die obere mit der Beischrift 30^0 versehene, wagerecht laufende Vollinie ist die Horizontalprojektionspur des unter 30^0 Höhenneigung zum Prisma fallenden Vorzielstrahls. Im Schnittpunkt dieser Linie mit der gestrichelt gezeichneten Kathete des Glaskörpers zweigt die gebrochene, ebenfalls punktiert gezeichnete Horizontalprojektionspur der Seitenziellinie ab.

Abb. 3a zeigt den Verlauf und die Projektion dieser Zielstrahlen in der durch den Vorzielstrahl gelegten Vertikalebene. Der Prismenglaskörper ist wiederum durch gestrichelte, der Rand des oberen Metallschutzdeckels des Prismas durch Vollinien wiedergegeben. Die obere, mit der Beischrift 30^0 versehene, stark gezeichnete Vollinie ist die tiefste, über den oberen Rand des Prismendeckels streichende Vorzielliniie. Über ihr erscheinen die im Vorzielpunkt aufgestellten Fluchtstäbe im Gesichtsfeld. Die unterste Parallele, welche am unteren Rand der Prismenfassung vorbei-

streicht, ist die Gesichtsfeldgrenze für alle unter dem Prismenbasisende beobachteten Vorziele. Zwischen diesen beiden Gesichtsfeldgrenzen der Vorziele erscheint ein ebenfalls von Parallelen begrenzter schmaler Streifen. Die untere Grenze dieses Streifens führt an der Kante der Prismenfassung vorbei zum gestrichelt gezeichneten Prismenglaskörper und wird hier fortgesetzt durch dünn punktierte, gebrochene Linien, deren gerade Strecken die Projektionen der infolge der Lichtbrechung im Glaskörper etwa unter 20^0 gegen den Horizont geneigten, ebenfalls dünn gestrichelt gezeichneten Strecken der Abb. 3c auf die Vorzielvertikalebene sind. Die höher liegenden Strecken der dünn gestrichelten Linien sind die Fortsetzung der oberen Streifengrenze im Glaskörper. Sie enden rechts oben in der ebenfalls gestrichelt angedeuteten Verlängerung des unteren Randes des oberen Prismendeckels. Der schmale Parallelstreifen ist also das Gesichtsfeld der ebenfalls unter 30^0 Höhenneigung zum Prisma fallenden Seitenzielstrahlen. Ungefähr gleiche Höhenneigung für den Vor- und Seitenzielstrahl ist bei normal gehaltenem Prisma erforderlich und muß, wenn nicht gegeben, durch lotrechte Fluchtstangen (hochgestellte Meßlatten) künstlich geschaffen werden, damit der Beobachter, welcher sein Auge etwa in 50 mm Abstand vom Prisma bringt, gleichzeitig, in unveränderter Stellung, beide Zielstangen erblicken kann. Die zwischen dem Gesichtsfeld der Seitenzielstrahlen und den beiden, stark ausgezogenen Grenzen des Vorzielgesichtsfelds liegenden Streifen der Abb. 3a, welche teilweise abschraffiert sind, gestatten weder unmittelbare Beobachtung, noch scheinbare Spiegelbilder der Seitenstrahlen, sind also tote Räume. Abb. 3b zeigt nochmals die vor dem Auge des Beobachters stehenden beiden Vorzielgesichtsfelder über und unter dem Prismenbasisende mit Fluchtstangenbildern, die zwischenliegenden, schraffierten toten Räume und in der Mitte das niedrige Spiegelbild des Seitenziels.

Die Abb. 3d und 3e sind die den Abb. 3a und 3b entsprechenden Querschnitte der unter 10^0 Neigung zum Prisma steigenden Ziellinien. Es fällt auf, daß hier das Gesichtsfeld des Seitenzielspiegelbildes erheblich höher ist als das der Abb. 3a und 3b. Die toten Räume, besonders der unterhalb des scheinbaren Spiegelbildes, werden aber, wie aus den Abb. 3d und 3e ersehen werden kann, durch ihre Höhen die scharfe Übereinanderstellung der Ziele noch ungünstig beeinflussen. Auch ist aus den Abbildungen zu ersehen, daß auch bei horizontal laufenden Zielstrahlen die Metallfassungen über und unter dem Glaskörper als tote Räume die Übereinanderstellung der Ziele erschweren werden.

Man kann die Übereinanderstellung der auf dem Vorziel und dem Seitenziel lotrecht aufgestellten Fluchtstangen mit dem Aufsuchen der Koinzidenzstelle der Nonien- und Hauptteilung vergleichen. Nach Jordan beträgt der Absteckungsfehler des Prismas etwa $\pm$ 2 Bogenminuten, die seitliche Abweichung bei 50 mm Abstand des Prismenbasisendes vom Auge des Beobachters also $\pm\, 2 \cdot 50 : 3437 = \pm\, 0{,}03$ mm. Die Intervallbreiten der Nonien- und Hauptteilung eines Theodoliten von 12 cm Teilungsdurchmesser, Drittelgradteilung und 30 Bogensekunden Angabe differieren um $120 : (2 \cdot 3 \cdot 57{,}3 \cdot 40) = 0{,}009$ mm, bei drei- bis vierfacher Vergrößerung durch Ableselupen ebenfalls um rund 0,03 mm. Die Einstellungschärfe bei den Prismenzielungen ist also ungefähr die gleiche wie die Genauigkeit der Nonienablesung mit dreifach vergrößernden Lupen. Während man aber bei einem Theodoliten unbedingt beanstanden wird, daß der Nonius klafft, d. h. nicht unmittelbar am Limbus schleift, schiebt man beim Prisma noch eine metallene Schutzdecke mit überstehendem Rand und von verhältnismäßig beträchtlicher Stärke zwischen das Vorziel und das scheinbare

Spiegelbild des Seitenziels und erschwert durch toten Raum auch im ebenen Gelände die Winkelabsteckung.

Noch schwieriger gestaltet sich die Absteckung von Horizontalwinkeln mit dem normal gehaltenen Prisma bei geneigten Zielstrahlen, wie die hohen toten Räume der Abb. 3a, b, d und e erkennen lassen. Dabei werden bei der Aufnahme von Dämmen und Einschnitten mit einfachen Böschungen Zielstrahlneigungen von 30^0, selbst wenn außergewöhnliche Höhenunterschiede durch Aufstellen hoher Stangen auf den Zielpunkten gemindert werden, öfters auftreten. Man verwendet daher auch im bergigen Gelände das auf einem Lotstab befestigte Prisma, welches bei richtiger Stabaufstellung normal liegen soll, nur selten, gebraucht vielmehr auch hier das kurzgestielte Freihandprisma, verzichtet auf die Absteckung von Horizontalwinkeln und bestimmt den Lotfußpunkt nachträglich genauer durch Strebenmessung und Rechnung. Mitbestimmend für diesen Verzicht ist auch der Übelstand, daß ein Stabprisma leicht Beschädigungen durch Umfallen ausgesetzt ist.

Für den vorzugsweisen Gebrauch des kurzgestielten Prismas gibt es noch folgende Erklärung. Um größere Unterschiede in den Neigungen des Vor- und Seitenzielstrahls auszugleichen, „kippt" man das anfangs ungefähr normal gehaltene Freihandprisma durch eine Drehung um den horizontal laufenden Seitenstrahl. Die mit Spiegelbelag versehene Basisfläche des Prismas wirkt bei dieser Kippung wie ein ebener Spiegel; sie lenkt den Seitenstrahl in eine um den doppelten Betrag des Kippungswinkels geänderte Neigung. Da man ferner zumeist den Zielstrahl größerer Neigung zum Vorzielstrahl wählen wird, und da die Kippung des Prismas aus der Normalstellung entgegengesetzt der Neigung des Vorzielstrahls erfolgt, so werden die Höhen der toten Räume und die Spiegelfelder der Seitenziele günstiger wie bei einer Beobachtung mit normal gehaltenem Prisma geändert.

Steigt beispielsweise der Seitenstrahl mit 10^0 Neigung und fällt der Vorzielstrahl um 20^0 zum Prisma, besteht also zwischen beiden Zielstrahlen 30^0 Neigungsunterschied, so ist das Freihandprisma um den halben Betrag 15^0 durch Senken der Prismenspitze aus der Normalstellung zu kippen. Der Seitenstrahl wird dann nach seinem Wiederaustritt aus dem Prisma wie der Vorzielstrahl um 20^0 Neigung abwärts laufen. Ferner wird der um 20^0 fallende Vorzielstrahl gegen die Querschnittebene des um 15^0 gekippten Prismas nur um 5^0 geneigt sein. Für die Höhen der toten Räume und des Spiegelfeldes besteht daher ein noch günstigeres Verhältnis, als in den Abb. 3d und e dargestellt ist. Die Übereinanderstellung des Vorziels und des scheinbaren Seitenzielspiegelbildes wird somit schärfer durchgeführt werden können als bei normal gehaltenem Prisma.

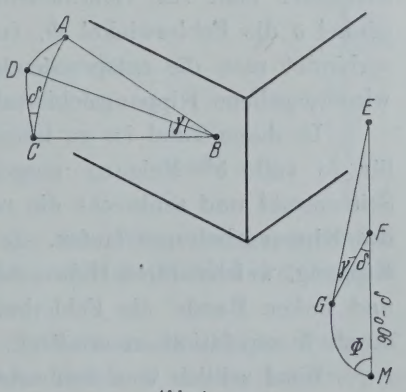


Abb. 4.

Jedes Kippen des Prismas ändert aber den Betrag seines konstanten Horizontalabsteckungswinkels und die Stellung des Spiegelbildes. Sind in Abb. 4 die Kathetenkanten des normal gehaltenen Prismenglaskörpers durch die fünf stark gezeichneten Geraden, der zum Prisma fallende Seitenzielstrahl durch die Linie AB und seine Horizontalspur durch die Linie CB, welche mit AB den Winkel γ einschließt, dargestellt, so wird bei einer Kippung des Prismas durch Senken der Prismenspitze Punkt A in die gleiche Stellung zum Glaskörper gelangen, wie wenn das Dreieck ABC um die

Horizontalspurlinie CB als Achse und um den gleichen Winkel ∂ im entgegengesetzten Drehungsinn in die Lage DBC verschwenkt wird. Es ist dann DC gleich dem Neigungswinkel γ und der Winkel DCA gleich dem Kippungswinkel ∂. Der Lichtstrahl DB wird nach Brechung und Reflexion in dem unverändert gebliebenen Glaskörper im Punkt E als Strahl EG wieder austreten. Legt man nun durch Punkt E eine Vertikalebene senkrecht zur Horizontalspur CB, zieht man ferner durch Punkt E die Horizontallinie EF in dieser Ebene und trägt man von dieser Linie hier den Winkel $90^0 - \partial$ nach unten bis zum Punkt M ab, so wird in dem sphärischen Dreieck FGM, in welchem $FM = 90^0 - \partial$, $FG = CD = \gamma$ und Winkel $GFM = DCA = \partial$ sind, der Winkel FMG dem Fehler Φ entsprechen, welcher durch Kippen des Prismas um den

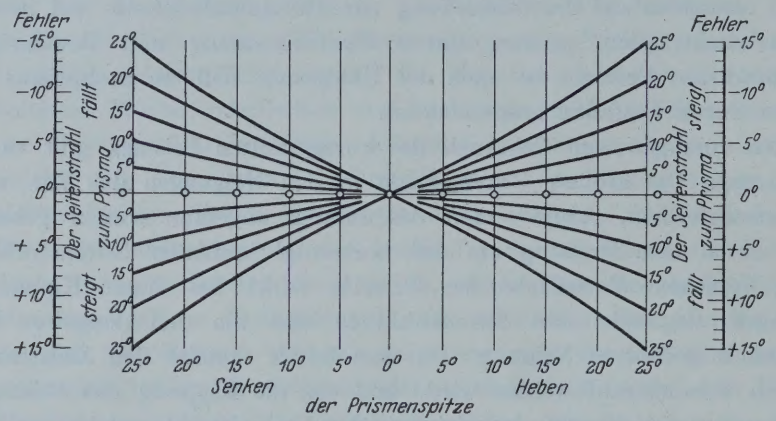


Abb. 5. Fehlertafel für Prismenkippungen.

Winkel ∂ für einen unter Winkel γ geneigten Seitenstrahl entsteht. In dem sphärischen Dreieck FGM besteht für den Winkel Φ folgende Beziehung:

$$\operatorname{cotg} \Phi = \operatorname{cotg} \partial \cdot \operatorname{cotg} \gamma - \cos \partial . \qquad 6)$$

Errechnet man für verschiedene Beträge der Neigungswinkel γ und der Kippungswinkel ∂ die Fehlerwinkel Φ, trägt man die errechneten Werte maßstäblich auf und verbindet man die entsprechenden Punkte durch Kurven, so entsteht die in Abb. 5 wiedergegebene Kippungsfehlertafel.

In dieser Tafel ist zu lesen, daß durch den gemeinschaftlichen Schnittpunkt der für je volle 5^0 Neigung ausgezeichneten Seitenstrahlen wagerecht der horizontale Seitenstrahl und senkrecht die normale Stellung des Prismas bedingende Nullordinate des Kippungsbetrages laufen. Je nach der unter der Tafel angegebenen Größe dieser Kippung, welche durch Heben oder Senken der Prismenspitze erfolgt, sind am rechten und linken Rande die Fehlerbeträge Φ für die Seitenstrahlen gegebener Neigungen durch Interpolation zu ermitteln.

Wird seitlich vom Beobachter in 17,3 m Entfernung eine 3 m lange Fluchtstange lotrecht aufgestellt und liegt die Mitte der Stange in gleicher Höhe wie das Prisma, so wird das obere Ende der Stange um $1{,}5 \cdot 57{,}3 : 17{,}3 = 5^0$ zum Prisma fallende, der Fußpunkt der Stange um den gleichen Betrag steigende Lichtstrahlen senden. Kippt man das Prisma durch Senken der Spitze um 20^0, so wird das obere Ende der Fluchtstange im scheinbaren Spiegelbild um den in der Fehlertafel abgelesenen Betrag $\Phi = -1{,}9^0$, der Fußpunkt der Stange um $+1{,}9^0$ fehlerhaft. Mit dem oberen Ende der Seitenzielfluchtstange wird man also einen Winkel von $91{,}9^0$, mit dem unteren Ende einen Winkel von $88{,}1^0$ abstecken. Im linken Spiegelfeld erscheint daher die

rechts vom Beobachter stehende Fluchtstange um $57{,}3 \cdot 1{,}9 \cdot 17{,}3 : (1{,}5 \cdot 57{,}3) = 21{,}9^0$ oder ungefähr um einen dem Kippungswinkel gleichen Betrag linksläufig, entgegengesetzt der Uhrzeigerdrehung, verkantet. Im scheinbaren Spiegelfeld der rechten Basisecke wird die Verkantung der links vom Beobachter stehenden Fluchtstange in gleicher Größe im Uhrzeigerdrehungsinn erfolgen. Bei einer durch Heben der Prismenspitze ausgeführten Kippung des Prismas wird andererseits das linke Spiegelbild einer lotrecht stehenden Fluchtstange des Seitenziels im Uhrzeigerdrehungsinn, das rechte im entgegengesetzten Drehungsinn verkantet werden. Da für jede Ordinatenlinie der Tafel die Abstände zwischen den von 5^0 zu 5^0 wachsenden Strahlenkurven nahezu gleich sind, so werden auch die Beträge der Verkantungswinkel unabhängig von der Neigung des Seitenstrahls für gleiche Beträge der Kippungswinkel nahezu gleich groß sein. Man kann also allgemein sagen: Kippt man das normal gehaltene Prisma, so werden die scheinbaren Spiegelbilder der Seitenziele um einen dem Kippungswinkel ungefähr gleichen Winkelbetrag verkantet.

Da eine scharfe Übereinanderstellung des Vorziels und des gespiegelten Seitenziels bei der Absteckung rechter Winkel mit dem Prisma wie bei der Nonienablesung nur mit gleichgerichteten Vorzielen und Seitenzielbildern ausgeführt werden kann, so muß durch eine die Kippung des Prismas ergänzende Änderung der Prismenstellung das verkantete Seitenzielbild wieder aufgerichtet werden. Dreht man das Prisma um eine zur Kippungsachse senkrechte, horizontale Gerade, also um die Strecke des horizontalen Seitenzielstrahls, welche nach seiner Lichtbrechung vom Prisma zum Beobachter führt, so werden die Seitenzielbilder ebenfalls in ihrer Stellung geändert. Die vorbeschriebene Änderung der Prismenstellung soll als „Verkantung" bezeichnet werden.

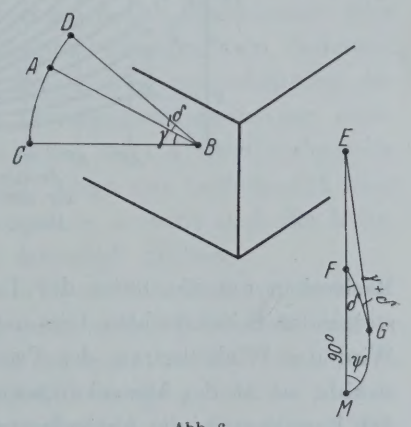


Abb. 6.

Sind in Abb. 6 die fünf starkgezeichneten Geraden die Kathetenkanten eines normal gehaltenen Prismenglaskörpers, ist AB der Lichtstrahl, welcher mit seiner Horizontalspur CB den Winkel γ einschließt, so wird bei einer Verkantung des Prismas durch Drehung um die in B auf der Ebene ABC errichteten Senkrechten um den Winkel δ der Punkt A die gleiche Stellung zum Prisma erhalten, wie wenn der Strahl AB in der Ebene ABC um den gleichen Winkel δ, aber in entgegengesetzter Richtung verschwenkt wird. Nach einer Verkantung des Prismas um den Winkel δ durch Senken des linken Basisendes wird Punkt A nach D verschoben, und der Winkel DBC gleich der Summe $\gamma + \delta$ werden.

Nach Brechung und Reflexion im Prisma wird der Lichtstrahl DB im Punkt E wieder aus dem Prismenglaskörper austreten. Legt man durch E eine Senkrechte zur Ebene ABC, also eine Parallele zur Verkantungsachse des Prismas, die mit EF bezeichnet werden soll, und trägt man von EF aus die Winkelsumme $\gamma + \delta$ in einer zu den drei Prismenkanten parallel laufenden Ebene ab, so wird der zweite Winkelschenkel EG die Fortsetzung des im Prisma gebrochenen und reflektierten Lichtstrahls DB bilden. Legt man ferner durch die Senkrechte EF eine Ebene, welche unter dem Verkantungswinkel δ gegen die Parallelebene FEG geneigt ist, und trägt man in dieser neuen Ebene von der Senkrechten EF einen Winkel von 90^0 bis EM ab, so wird in dem nun entstehenden sphärischen Dreieck FMG der gleichbenannte

Winkel, welcher kurz mit Ψ bezeichnet werden soll, den durch Verkantung des Prismas entstehenden Fehler ergeben. Zwischen dem Fehlerwinkel Ψ und dem gegebenen Neigungswinkel γ und Verkantungswinkel δ besteht die Beziehung:

$$\operatorname{cotg} \Psi = \operatorname{cotg} (\gamma + \delta) : \sin \delta. \qquad 7)$$

Errechnet man wiederum für verschiedene Beträge der Neigungswinkel γ und der Kippungswinkel δ die Fehlergrößen Ψ, trägt man die errechneten Werte maßstäblich auf und verbindet man die entsprechenden Punkte durch Kurven, so entsteht die in Abb. 7 wiedergegebene Verkantungsfehlertafel.

In dieser Tafel ist zu lesen, daß für den horizontal laufenden Seitenzielstrahl mit der Bezeichnung 0 am rechten und linken Tafelrand im Gegensatz zur Kippungsfehlertafel für zunehmende Beträge der Verkantungswinkel δ, welche am unteren Tafelrand eingetragen sind, auch zunehmende Fehler Ψ der Absteckungswinkel bestehen. Ferner ist in der Tafel zu lesen, daß durch Senken der dem Seitenziel zugekehrten

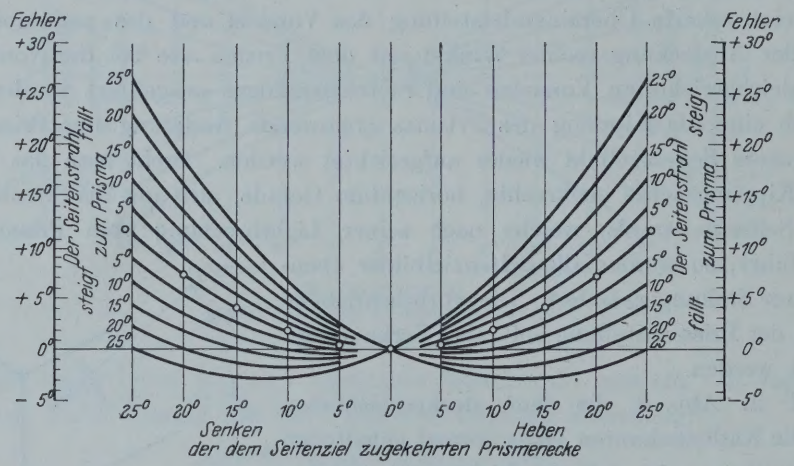


Abb. 7. Fehlertafel für Prismenverkantungen.

Basisecken um die unter der Tafel angegebenen Winkelbeträge für die zum Prisma steigenden Seitenstrahlen teils negative, teils positive Absteckungsfehler erzeugt werden. Wird der Winkelbetrag der Prismenverkantung gleich dem der Neigung des Seitenstrahls, so ist der Absteckungswinkel ohne Fehler. Der Seitenstrahl läuft dann parallel den Basiskanten, die Absteckungsrichtung liegt in der auf der Basis oder dem Seitenstrahl errichteten Vertikalebene. Gleiche Verhältnisse bestehen bei Heben der dem Seitenziel zugekehrten Prismenecke für die zum Prisma fallenden Seitenzielstrahlen. Allgemein ist der Tafel zu entnehmen, daß die Absteckungsfehler bei Prismenverkantungen zumeist positiv, unregelmäßiger und durchschnittlich größer als bei Prismenkippungen sind.

Ist von einer horizontal laufenden Messungslinie aus ein höher liegendes Vorziel, dessen Strahlen mit 30° Neigung zum Beobachter fallen, rechtwinklig aufzunehmen, so wird man erstmals das Freihandprisma durch Senken der Spitze um ungefähr 15° kippen. Der aus dem Prisma austretende gebrochene Seitenzielstrahl wird dann ebenfalls unter ungefähr 30° Neigung wie der Vorzielstrahl laufen. Die zuerst ausgeführte Kippung bedingt eine Verkantung des in der rechten Basisecke erscheinenden Spiegelbildes der links vom Beobachter stehenden Fluchtstangen der Messungslinie um rund 15°, genauer um 15,7°, im rechtsläufigen (Uhrzeiger-) Drehungsinn. Um die im Spiegelbild schief stehende Fluchtstangen wiederaufzurichten, in gleiche Richtung wie die

unmittelbar angezielte Vorzielstange zu bringen, wird das Prisma durch Senken der rinken Prismenbasisecke verkantet. Den Grad des Verkantungsbetrags kann man aus den Tafeln 5 und 7 bestimmen. Man greift in Tafel 5 den Ordinatenabstand der über und unter dem Horizontalstrahl liegenden Kurven in der Kippungsordinate 15^0 ab und sucht in Tafel 7 die Verkantungsordinate mit gleichem Abstand der entsprechenden Kurven auf. Die Verkantungsordinate 16^0, genauer $16{,}2^0$, wird den vorgenannten Anforderungen genügen.

Die Prismenbewegungen werden nicht immer in der erwähnten Reihenfolge ausgeführt werden. Die endgültige Prismenstellung, welche das Bild der lotrecht stehenden Seitenzielstangen mit der lotrecht stehenden Vorzielstange in gleiche Richtung bringt, kann aber immer als Resultante einer Prismenkippung von 15^0 Größe und einer Prismenverkantung von $16{,}2^0$ Größe betrachtet werden. Während die Prismenkippung eines horizontalen Seitenstrahls den Absteckungswinkel 90^0 nicht beeinflußt, wird die Verkantung um $16{,}2^0$ bei diesem Seitenstrahl nach Tafel 7 $+ 4{,}5^0 = 8\%$ Fehler für die Lotlinie bedingen. Bei 20 m Lotlänge wird also der mit einem kurzgestielten Prisma abgesteckte Lotfußpunkt um $8 \cdot 20 : 100 = 1{,}6$ m zu weit links fallen. Wiederholt man die Absteckung des Lotfußpunktes mit den rechts vom Beobachtet stehenden Fluchtstangen, so wird der Fußpunkt um 1,6 m zu weit rechts fallen. Durch Mittelung beider Absteckungsergebnisse kann der fehlerfreie Lotfußpunkt bestimmt werden.

Steigt oder fällt die Messungslinie beiderseits des Lotfußpunktes um gleiche Neigungswinkelbeträge, oder kann man durch Aufstellen einer langen Fluchtstange oder Meßlatte in dem tiefer liegenden Zweig der Messungslinie künstlich ein Seitenziel schaffen, welches für beide Zweige der Messungslinie gleiche Neigungsverhältnisse der Seitenziele ergibt, so wird die Mittelung der beiden Lotfußpunktabsteckungen ebenfalls zu fehlerfreien Ergebnissen führen. Solche Verhältnisse werden im Hügelgelände bei Tief- oder Hochpunkten der Messungslinie möglich. Liegt der Lotfußpunkt aber in einer fallenden oder steigenden Strecke der Messungslinie, so wird auch die Mittelung der Absteckungsergebnisse zweiseitiger Zielungen fehlerhaft bleiben.

Fällt beispielsweise die Messungslinienstrecke um 5^0 von links nach rechts, steigt also der rechte Seitenstrahl um diesen Betrag zum Prisma, während der linke Seitenstrahl fällt, so wird zur Absteckung des Lotfußpunktes bei einer um 30^0 zum Prisma fallenden Vorziellinie bei Einstellung des linken Seitenstrahls im Spiegelbild der rechten Basisecke eine Kippung des Prismas durch Senken der Spitze um $12{,}5^0$ und eine Verkantung des Prismas durch Senken der linken Basisecke um 14^0 zur Lotrechtstellung des durch die Kippung verkanteten Spiegelbildes erforderlich werden. Die Kippung bedingt $- 1{,}2^0$, die Verkantung $+ 4{,}6^0$ Fehler. Der Gesamtfehler der Winkelabsteckung mit dem von links fallenden Seitenstrahl wird $+ 3{,}4^0$ betragen. Die Einstellung des von rechts zum Prisma steigenden Seitenstrahls im linken Spiegelfeld bedingt eine Kippung des Prismas durch Senken der Spitze um $17{,}5^0$, eine Verkantung durch Senken der rechten Basisecke um 18^0 und somit $+ 1{,}6^0 + 4{,}2^0 = + 5{,}8^0$ Gesamtfehler. Die einfache örtliche Mittelung beider Absteckungsergebnisse wird also um $0{,}5 \cdot (5{,}8 - 3{,}4) = \pm 1{,}2^0$ fehlerhaft sein. Bei 20 m Länge der Lotlinie wird unter den vorgenannten Steigungsverhältnissen noch ein Fehler von 0,4 m bei Verwendung des freihändig gehaltenen, kurzgestielten Winkelprismas begangen, auch wenn die Absteckung mit beiden Seitenzielstrahlen erfolgt und eine Mittelung beider Ergebnisse durchgeführt wird.

Es kommt noch hinzu, daß bei Ordinaten dieser Länge die Einstellung des oberen oder unteren Endes der auf dem Vorziel aufgestellten Fluchtstange bis 5^0 Nei-

gungsdifferenzen für den Vorzielstrahl ermöglicht, so daß die Beträge der Kippung, der Verkantung und der so bedingten Absteckungsfehler wesentlichen Schwankungen unterworfen sind. Die in der Einleitung erwähnte Erfahrung, daß man bei steilen Sichten für den gleichen Grenzpunkt und die gleiche Messungslinie mit dem gleichen Prisma mehrere, nicht übereinstimmende Lotfußpunkte ermitteln kann, wird so bestätigt. (Schluß folgt.)

Ein einfaches Verfahren zur Abkürzung der Belichtungszeiten bei photographischen Aufnahmen, speziell bei Röntgenaufnahmen.

Von
Dr. **Fritz Ebert** in Breslau.
(Mitteilung aus dem anorg.-chem. Institut der Technischen Hochschule Breslau.)

Gelegentlich der röntgenographischen Untersuchungen von Präparaten bei hohen Temperaturen, die in einer Spezial-Debye-Scherrer-Kamera an ZrO_2 und anderen hochschmelzenden Oxyden unternommen wurden, konnte die Beobachtung gemacht werden, daß die Filme gegenüber den gleichen Belichtungszeiten am gewöhnlichen Präparat bei Zimmertemperatur fast überbelichtet erschienen. Andererseits konnte festgestellt werden, daß gelegentlich einer vermeintlichen Fehlaufnahme, bei der nach etwa $^1/_4$ Stunde ein Durchbrennen des Heizkörpers des ZrO_2-Präparates erfolgte, trotzdem eine normal belichtete Aufnahme erhalten werden konnte. Die Filme befanden sich in einer wassergekühlten Kassette, die jedoch durch die Wärmeabstrahlung des Präparates eine mäßige Temperaturzunahme aufwiesen.

Dieser überraschende Befund legte nun nahe, die gewöhnlichen Debye- und sonstigen Kameras mit heizbaren Kassetten[1]) auszurüsten, die eine mäßige Temperaturerhöhung des Filmes auf etwa 40° Celsius gestatten konnten. Auf Grund der somit erfolgten Erhöhung der Reaktionsgeschwindigkeit des photographischen Prozesses konnte tatsächlich eine Ersparnis von 50—70% an Belichtungszeit gegenüber den sonstigen normalen Belichtungszeiten gewonnen werden.

Die Temperaturgrenze von etwa 40° Celsius ist dadurch gegeben, daß eine Reduktion der AgBr-Schicht des Filmes durch die Gelatine, sowie eine merkliche Schleierung zu vermeiden sind.

Diese einfache Methode der Abkürzung der Belichtungszeit durch Anwendung heizbarer Film- bzw. Plattenhalter ist überall dort am Platze, wo eine Ersparnis an Belichtungszeit gewisse Vorteile bietet. Bei medizinisch-diagnostischen Aufnahmen bedeutet eine Ersparnis an Belichtungszeit eine nicht zu unterschätzende Schonung des Patienten. Bei Spektralaufnahmen jeder Art, sowie auch solchen Aufnahmen, bei denen eine Veränderung des Objektes zu befürchten ist, erübrigt es sich, auf die Vorteile des oben beschriebenen Verfahrens besonders hinzuweisen.

[1]) D. R. G. M. a.

Adolf Mensing †.

Am 7. Januar 1929 verstarb zu Berlin unerwartet im Alter von 84 Jahren der Kapitän zur See a. D. Adolf Mensing. In unermüdlicher Arbeit hat der Verstorbene viel zur Lösung marinetechnischer und anderer technischer Probleme beigetragen. Als die Bürde des Alters dem bis in die letzte Zeit rastlos tätigen Schaffen ein Ende setzte, war es mir vergönnt, von ihm begonnene Arbeiten fortzuführen. Dabei konnte ich einen tiefen Einblick in seine seltene Begabung für technische Dinge tun, die intuitiv die richtige Lösung fand, wenn der rechnende Verstand zu einem anderen Ergebnis gelangte. Er war der geborene Techniker mit klarem Blick für die praktischen Bedürfnisse. Jeder, der diesem seltenen Manne näher treten durfte, wurde von der Größe seiner gütigen Persönlichkeit bezwungen und von Bewunderung und Verehrung für ihn erfüllt. Die Vornehmheit und Bescheidenheit seines Wesens ließen ihn selten hervortreten und ihn die verdiente Beachtung wohl nicht immer und an allen Stellen finden.

Karl Adolf Alexander Mensing wurde am 27. Mai 1845 in Bückeburg geboren. Mit 15 Jahren trat er in die preußische Marine ein und wurde nach seiner zweiten Reise um die Erde Lehrer an der Marineakademie in Kiel. Später war er als Marinebevollmächtigter bei der deutschen Gesandtschaft in Washington tätig. 1883 wurde Mensing in die Admiralität berufen und leitete dort das Dezernat für Küstenvermessungen, Kartographie und Leuchtfeuerwesen. Hier erwarb er sich große Verdienste um die Vervollkommnung verschiedener nautischer Instrumente. Seiner Anregung ist es zu danken, daß die deutsche Industrie die Herstellung von Leuchtfeuerapparaten und Nebelsirenen unternahm. 1886 wurde Mensing zum Kapitän zur See befördert. Bei der Gründung der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt wurde Mensing als Vertreter des Reichsmarineamts in deren Kuratorium berufen. Im September 1893 erbat und erhielt Mensing seinen Abschied. In den Jahren von 1896—99 widmete er sich dem Studium der Physik und Mathematik an der Berliner Universität, um sich dann ganz seiner Neigung für wissenschaftlich-technische Arbeiten hinzugeben.

Ein Bild von dem Wert und Umfang seiner Lebensarbeit, in der das erfinderische Moment besonders hervortritt, kann hier nur in wenigen Strichen angedeutet werden, und es soll sich beschränken auf die Apparate, die der Erforschung des Fortschreitens der Flutwelle, des Flutwechsels und der Gezeitenströmungen auf dem offenen Meere dienen: Dem Hochseepegel, der, auf dem Meeresboden aufgestellt, die durch Ebbe und Flut hervorgerufenen Schwankungen der Meeresoberfläche aufzeichnet, und seiner Vervollkommnung galt sein besonderes Bemühen. Noch im vergangenen Jahre konnte ein neuer Pegel, der den an früheren Flutmessern gewonnenen Erfahrungen Rechnung trug, fertiggestellt und in Erprobung genommen werden. Sein Stromgeschwindigkeitsmesser mit Magnetflügel stellt das Vollkommenste dar, was bis heute an hydrometrischen Flügeln gebaut worden ist. Ein Stromrichtungsanzeiger und ein Strömungsmesser der von Minute zu Minute gleichzeitig Richtung und Geschwindigkeit der Strömung sowie die Versuchstiefe photographisch festzulegen gestattet, sind sein Verdienst, ebenso wie die Schaffung eines elektrischen Logs und anderer nautischer Instrumente. Literarisch war Mensing vielfach in Fachzeitschriften tätig, auch in *dieser Zeitschrift* hat er in Aufsätzen und vorbildlichen Referaten zu aktuellen Fragen seines Arbeitsgebietes wiederholt Stellung genommen.

Die überaus erfolgreiche Arbeit, welche Mensing während seines langen Lebens namentlich auf technischem Gebiet geleistet hat, sichern ihm ein ehrenvolles Andenken.

A. Werner.

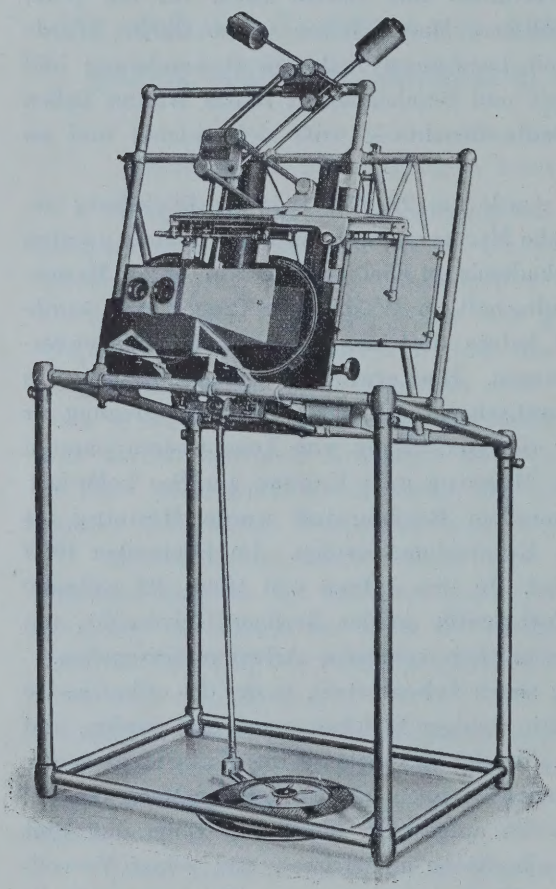
Referate.

Ein neues photogrammetrisches Auswertegerät.

Bericht von P. Werkmeister in Dresden.

Die Aerotopograph G. m. b. H. hat ein neues, als „Aerosimplex“ bezeichnetes, nach den Angaben von R. Hugershoff von der Firma G. Heyde gebautes Auswertegerät in den Handel gebracht. Das Instrument dient zur stereoskopischen Auswertung von ungefähr horizontal aus einem Luftfahrzeug aufgenommenen Meßbildern.

Das Instrument beruht auf dem auf Th. Scheimpflug zurückgehenden Gedanken der Doppelprojektion; es unterscheidet sich von ähnlichen Instrumenten — wie z. B. dem Doppelprojektor von M. Gasser — insbesondere dadurch, daß die beiden Bilder eines Bildpaares neben- und nicht aufeinander projiziert werden und dadurch unmittelbar stereoskopisch betrachtet werden können. Der Aerosimplex bietet im Vergleich zu den seitherigen Zweibildinstrumenten — Autokartograph, Stereoplanigraph und Aerokartograph — den großen Vorteil, daß man im Gesichtsfeld nicht nur Teile des stereoskopischen Bildes, sondern dieses als Ganzes sieht.



Die wesentlichsten Teile des neuen Instruments sind die beiden Projektoren, die Vorrichtung zum Auffangen der projizierten Bilder, die Meßmarken in Verbindung mit einer Zeichenvorrichtung und das Betrachtungsstereoskop. Die beiden, mit den erforderlichen Bewegungseinrichtungen versehenen Projektoren sind an einem horizontalen Träger befestigt, der horizontal und vertikal grob und in der Richtung gegen das Stereoskop fein und meßbar verschoben werden kann. Die Auffangvorrichtung besteht aus zwei 13×18 cm großen Mattglasplatten. Die beiden, an den Projektionsebenen unmittelbar anliegenden Meßmarken sind auf zwei, fest miteinander verbundenen Glasplatten angegeben; durch freihändiges Bewegen der Glasplatten wird die stereoskopisch gesehene Meßmarke auf die gewünschten Punkte des Bildes eingestellt. Die Bewegungen der Meßmarke werden mit Hilfe einer einfachen Parallelenvorrichtung auf einen Zeichenstift und damit in die Zeichnung übertragen. Das in einem besonderen Kasten angeordnete Betrachtungsstereoskop besteht aus zwei Spiegelpaaren und zwei Okularen; der Abstand der Okulare ist unveränderlich, ihr Durchmesser ist aber derart, daß auch bei unnormalem Augenabstand eine bequeme Benutzung möglich ist.

Die mit einer beliebigen Meßkammer aufgenommenen Bilder werden nicht unmittelbar benutzt. Zur Verwendung kommen 4,5×6 cm große Diapositive, die mit Hilfe eines besonderen, der Aufnahmekammer angepaßten Verkleinerungsgeräts hergestellt werden. Die der Aufnahme entsprechende Lage eines Bildpaares im Auswertegerät erhält man wie bei den anderen Zweibildinstrumenten zum Auswerten von Luftbildern durch systematische Versuche.

Der Aerosimplex hat — ähnlich wie der Aerokartograph — eine besondere Einrichtung zum Auswerten von zusammenhängenden Bildreihen, bei denen die aufeinanderfolgenden Bilder sich um mehr als die Hälfte überdecken. Die Einrichtung besteht in einem zweiten Betrachtungsstereoskop,

das sich von dem ersten dadurch unterscheidet, daß bei ihm das linke und das rechte Bild vertauscht werden. Hat man das durch das erste und zweite Bild bestimmte Bildpaar ausgewertet, so bringt man an die Stelle des ersten Bildes das dritte Bild; vertauscht man jetzt die beiden Stereoskope, so erscheint trotzdem das links eingespannte dritte Bild als rechtes Bild. Diese Einrichtung bietet insbesondere den großen Vorteil, daß jedes folgende Bild einfach und rasch in die seiner Aufnahme entsprechende Lage gebracht werden kann.

Das neue Auswerteinstrument ist kein Präzisionsinstrument wie der Stereoplanigraph und der Aerokartograph; es wird aber bei der Herstellung von Schichtlinienplänen in kleinen Maßstäben, besonders wenn es sich um eine rasche Herstellung von solchen handelt, recht gute Dienste leisten. Der Preis des Instruments soll derart gehalten werden, daß es auch von Hochschulinstituten beschafft werden kann, die das Instrument bei der Auswertung von Luftbildaufnahmen mit Vorteil verwenden können.

Infolge seiner geringen Abmessungen — das Instrument ist 95 cm breit, 65 cm tief und 175 cm hoch — und seines geringen Gewichtes — dieses beträgt 40 kg — kann das Instrument erforderlichenfalls bequem von einem Aufstellungsort zu einem andern gebracht werden.

Das Instrument wurde auf der Herbsttagung 1928 der Deutschen Gesellschaft für Photogrammetrie in Berlin vorgeführt.

Eine Panorama-Reihenbildkammer.

Bericht von P. Werkmeister in Dresden.

Soll ein größeres Gebiet lückenlos mit Luftbildern überdeckt werden, so erfordert dies bei Verwendung einer der gebräuchlichen Reihenbildkammern wegen des geringen Bildwinkels quer zur Flugrichtung neben der entsprechenden Vorbereitung des Fluges große Erfahrung und Gewandtheit von seiten des Flugzeugführers. Zeigen sich nach der Durchführung der Aufnahmen trotz aller Vorsicht und Geschicklichkeit Lücken zwischen den einzelnen Bildreihen, so müssen solche durch weitere Flüge ausgefüllt werden. Dieser unter Umständen recht mißliche Nachteil fällt weg, wenn der Bildwinkel der Kammer in der Querrichtung genügend groß ist. Mit Rücksicht hierauf baut die N. V. Aerogeodetic eine „Panorama-Reihenbildkammer“ mit einem Bildwinkel von 180 Grad quer zur Flugrichtung.

Die eigentliche Kammer des neuen Aufnahmegerätes hat die Form eines halben Kreis-Zylinders und ist derart in einen besonderen Träger eingebaut, daß sie während der Aufnahme eines Bildes um den hinteren Hauptpunkt des Objektivs um 180 Grad gedreht werden kann. Mit dem Objektiv ist ein das Bild erzeugender schmaler Schlitz fest verbunden, der zusammen mit dem Objektiv die Drehung der Kammer mitmacht. Hinter dem Schlitz wird der für die Aufnahme bestimmte Filmstreifen mit Hilfe eines Zahnrädergetriebes der Drehung der Kammer entgegengesetzt, aber mit Rücksicht auf die Bildschärfe — mit derselben Geschwindigkeit wie die Kammer vorbeigezogen.

Das verzeichnungsfreie Objektiv stammt von C. A. Steinheil Söhne; es hat 210 mm Brennweite und als größtes Öffnungsverhältnis 1 : 4,5. Bei einer Schlitzlänge von 180 mm beträgt der nutzbare Bildwinkel in der Flugrichtung nicht ganz 45 Grad. Mit dem 21 cm breiten und 80 m langen Filmband können 120 Aufnahmen hintereinander ausgeführt werden. Nimmt man mit Rücksicht auf die Sichtverhältnisse für den Bildwinkel quer zur Flugrichtung 120 Grad an[1]), so kann man bei einer Flughöhe von 2100 m und 60 prozentiger Überdeckung mit einer Reihe von 120 Aufnahmen ein etwa 7 km breites und 80 km langes Gebiet überdecken.

Die Drehung der Kammer erfolgt durch einen Drehstrommotor. Die Einrichtung zur Drehung der Kammer ist mit einer besonderen Vorrichtung zur Regelung der Überdeckung der aufeinanderfolgenden Bilder versehen, die nach entsprechender Einstellung selbsttätig arbeitet. Zur Berücksichtigung der Abtrift ist die Kammer um eine vertikale Achse drehbar.

Nimmt man an, daß das Luftfahrzeug während der Aufnahme eines Bildes nicht vorwärts bewegt wird, so liefert die Kammer von dem in Frage kommenden Gebiet eine Abbildung auf dem Mantel eines geraden Kreiszylinders mit dem Halbmesser gleich der Brennweite. Könnte die Achse

[1]) Bei günstigen Sichtverhältnissen oder einem gegen den Horizont ansteigenden Gelände kann der Bildwinkel entsprechend weiter ausgenutzt werden.

des Zylinders während der Aufnahme mit genügender Genauigkeit horizontal gelegt werden, so würde die Auswertung des Bildes, auf dem am Rand eine mit der Kammer verbundene Gradteilung abgebildet wird, keine Schwierigkeit bieten. Die infolge der Vorwärtsbewegung des Fahrzeuges und einer nicht horizontalen Zylinderachse entstehenden Verzerrungen lassen sich bei Kenntnis der Grundlagen berücksichtigen. Da diese Grundlagen nicht in einfacher Weise zu bestimmen sind, so kommt die neue Kammer zunächst nicht zur Herstellung von genauen Karten, sondern nur zur Herstellung von Luftbildplänen in Frage; Voraussetzung ist dabei, daß ein einfaches Gerät zum Umformen des Bildes auf dem Zylindermantel in die Ebene zur Verfügung steht.

Eine neue Mehrfachkammer zu photogrammetrischen Aufnahmen aus Luftfahrzeugen.

Bericht von P. Werkmeister in Dresden.

Soll ein größeres, vorher noch nicht aufgenommenes Gebiet photogrammetrisch mit Hilfe von Luftbildern bearbeitet werden, so erfordert dies bei Verwendung einer der üblichen Meßkammern mit rund 20 cm Brennweite eine große Anzahl von Einzelaufnahmen; dabei liegen die kleinsten noch erreichbaren Bildmaßstäbe ungefähr um 1 : 25000. Da bei der erstmaligen Kartierung größerer Gebiete zunächst kleinere Maßstäbe — 1 : 75000 oder 1 : 100000 — in Frage kommen, und da die Durchführung der photogrammetrischen Aufnahme aus der Luft mit möglichst wenig Bildern erwünscht ist, so hat die Photogrammetrie G. m. b. H. nach ihren Angaben durch die Firma C. A. Steinheil und Söhne eine besondere Aufnahmekammer bauen lassen.

Die neue Kammer ist — ähnlich wie die bekannte Panoramakammer von Th. Scheimpflug — eine Mehrfachkammer; sie besteht aus neun Einzelkammern, die derart miteinander verbunden sind, daß gleichzeitig neun, sich je leicht überdeckende Bilder aufgenommen werden können. Von den neun Objektiven sind acht in gleichen Abständen um das mittlere Objektiv angeordnet; die Brennweite beträgt je 53,5 mm. Im Gegensatz zu der Kammer von Th. Scheimpflug liegen die Bildebenen von allen neun Kammern in derselben Ebene, so daß die Aufnahme von je neun Bildern auf derselben Platte erfolgt. Dies wird dadurch erreicht, daß den Objektiven der acht seitlich angeordneten Kammern je ein entsprechendes Prisma vorgeschaltet ist. Die Prismen sind derart, daß bei genau horizontal liegender Platte die Achsen der acht Seitenkammern je eine Nadirdistanz von 54 Grad aufweisen. Der Hauptpunkt des Gesamtbildes ist durch vier Meßmarken bestimmt.

Das erste, auf der Herbsttagung 1928 der Deutschen Gesellschaft für Photogrammetrie in Berlin vorgeführte Instrument ist für 18×18 cm große Platten eingerichtet; ein weiteres Instrument soll für die Verwendung von Filmen eingerichtet werden.

Die Kammer ist mit einem Einstellfernrohr versehen, mit dessen Hilfe im Augenblick der Aufnahme die Hauptachse vertikal oder die gemeinsame Bildebene der neun Aufnahmen horizontal gelegt werden kann. Die Einstellung geschieht mit Benutzung des natürlichen Horizonts, der in dem Fernrohr nach drei verschiedenen Richtungen gleichzeitig beobachtet werden kann.

Zur Benutzung der Kammer im Boden eines Flugzeuges ist eine besondere Aufhängevorrichtung vorgesehen; diese ist derart, daß man die Kammer für das Wechseln der Platten und für die Aufnahme je bequem in die passende Stellung bringen kann.

Für die Umformung der acht Seitenbilder auf die Bildebene und den Maßstab des Mittelbildes soll ein besonderes Gerät gebaut werden, das im Grundgedanken ein selbsttätiges Entzerrungsgerät für einen Sonderfall vorstellt. Nach Umformung der acht Seitenbilder erhält man ein zusammenhängendes Bild von 27×27 cm Größe, das einem mit nur einem Objektiv aufgenommenen Bild mit einem Bildwinkel von etwas mehr als 120 Grad entspricht. Das mit einer Aufnahme erfaßbare Gebiet ist ein Quadrat, dessen Seitenlänge etwa fünfmal so groß ist wie die Flughöhe.

Da es, trotz Verwendung des mit der Kammer verbundenen Einstellfernrohres, nicht möglich ist, die Platte im Augenblick der Aufnahme genau horizontal zu legen, so muß auch das nach Umformung der acht Seitenbilder entstandene Gesamtbild noch entsprechend umgeformt werden auf Grund der erforderlichen Festpunkte; für diesen Zweck will die Photogrammetrie G. m. b. H. ein besonderes Entzerrungsgerät bauen.

Die neue Aufnahmekammer kommt zunächst zur Aufnahme des Grundrisses bei einem Gebiet

mit geringen Höhenunterschieden in Frage; es wird aber bereits daran gedacht, besondere Geräte herzustellen zur Auswertung von Aufnahmen eines gebirgigen Geländes nach Lage und Höhe.

Die Photogrammetrie G. m. b. H. beabsichtigt die Ausführung einer Probemessung unter amtlicher Kontrolle für ein Gebiet von etwa 10000 qkm. Die Ergebnisse dieses Versuches werden großes Interesse verdienen.

Laboratorium-Uhr mit photoelektrischer Signalübertragung.

(A laboratorg clock with photoelectric signal...)

Von J. E. Fox, P. Rood und W. G. Marburger. *Journ. Opt. Soc. of. Am.* **15**. *S. 364—369. 1928.*

Angeregt durch Versuche, die Ferrié nnd andere[1]) angestellt haben, übertragen die Verfasser die Signale einer Normaluhr ebenfalls mit Hilfe einer Photozelle als Uhrrelais. Dabei verwenden sie 110 Volt Wechselstrom, den sie in geeigneter Weise transformieren und zu den erforderlichen Schaltungen Bestandteile, die listenmäßig zu kaufen sind. Sie verzichten damit bewußt auf die Erreichung höchster Genauigkeit, wollen vielmehr eine einfache Methode der Signalübertragung schaffen, bei der sie bewegliche mechanisch-elektrische Kontakte vermeiden.

Die Einzelheiten ihrer Anordnung werden aus mehreren Schaltskizzen ausreichend ersichtlich, so daß es sich erübrigt, hier näher darauf einzugehen. Einmal machen sie die Uhrensignale (Sekunden) mit Hilfe eines Klopferrelais hörbar, das andere Mal schalten sie das Relaisaggregat einer Normaluhr mit dem eines zu eichenden Pendels zusammen, so daß koinzidierende Durchgänge der Pendel durch die Ruhelage eine Signallampe zum Aufleuchten bringen. Dabei schließt das Klopferrelais den Stromkreis der Signallampe, der außerdem durch ein Relais, das von dem zu untersuchenden Pendel photoelektrisch gesteuert wird, geschlossen werden muß, wenn die Lampe aufleuchten soll. Die angegebenen Resultate überraschen durch ihre innere Übereinstimmung und den Grad ihrer Genauigkeit. Bei einer Schwingungsdauer des zu untersuchenden Pendels von 3,7216 sec beträgt der Fehler des Mittels aus 8 Beobachtungen $\pm$ 0,0001 sec, ein bei der Art der Versuchsanordnung sehr beachtlicher Erfolg.

W. Keil.

Ein einfaches Verfahren zur Messung kleiner Drucke.

(A simple method of measuring low pressures.)

Von R. J. Clark. *Journ. Scient. Instr.* **5**. *S. 14—16. 1928.*

Oft ist es erwünscht, den Druck im Inneren eines Gefäßes während des Evakuierens verfolgen zu können, ohne dabei ein Knudsen- oder Ionisationsmanometer zu verwenden. Für solche Fälle, auch wenn der Druck unterhalb des normalen Meßbereichs des Mc Leod-Manometers liegt, wird die Einschaltung eines Mc Leod zwischen die Hochvakuumpumpe und das Vorvakuum empfohlen. Das Manometer kann durch ein System von Hähnen so geschaltet werden, daß durch die Diffusionspumpe zeitweise die abgesaugten Gase in das Mc Leod hineingepumt werden können. Aus dem gemessenen Druck, der Pumpzeit, dem Gesamtvolumen des Mc Leod und der Sauggeschwindigkeit läßt sich dann der Druck im Gefäß berechnen. Es genügt auch für sehr kleine Drucke ein Mc Leod mit kleinem oder mittlerem Kompressionsverhältnis (90 ccm wurden vom Verf. verwendet). Die Sauggeschwindigkeit der Diffusionspumpe in Abhängigkeit vom Druck muß samt Korrektionsgrößen genau bekannt sein (Leitungsdimensionen, Temperatur, Molekulargewicht usw.). Hierdurch wird das an sich einfache Verfahren so weit kompliziert, daß seine Anwendung wohl nur etwa bei langen Meßreihen zu empfehlen sein dürfte.

Sewig.

Über die thermische Ausdehnung von Beryllium und Aluminium-Berylliumlegierungen.

(Thermal expansion of Beryllium and Aluminum-Beryllium alloys.)

Von P. Hidnert und W. T. Sweeney. *Bur. of Stand. Scient Paper No. 565. 1927.*

Über die Wärmeausdehnung des Berylls und seiner Legierungen war vor dem Erscheinen der vorliegenden Arbeit so gut wie nichts bekannt. Die Verfasser haben die Ausdehnungskoeffizenten eines Berylls von 98,6 % Gehalt und von fünf Aluminiumlegierungen mit Beryllgehalten zwischen 4,2 und 32,7 % gemessen. Für das 98,6 prozentige Beryllium erstreckten sie die Messungen auf den

[1]) Referat in *dieser Zeitschr.* **48**. *S. 41. 1928.*

Temperaturbereich von — 120 bis + 700° C. Die Aluminiumlegierungen wurden nur in dem Bereich zwischen + 20° (Zimmertemperatur) und + 500° C. beobachtet. Die untersuchten Proben enthielten noch andere Bestandteile, wie Spuren von Silizium, Kupfer, Mangan und Eisen, die aber nach Ansicht der Verfasser nur als Verunreinigungen zu werten sind.

Allgemein ergab sich bei den Messungen, daß der Ausdehnungskoeffizient des Berylls ebenso wie der der untersuchten Legierungen mit der Temperatur beträchtlich steigt, bei den Legierungen insbesondere, daß die erste Meßreihe jeweils niedrigere Werte zeitigte als die späteren. Die letztere Erscheinung führen die Verfasser darauf zurück, daß die Erwärmung während der ersten Meßreihe sich wie ein Temperierprozeß der gegossenen Meßproben auswirkte. Der Ausdehnungskoffiezient des Berylls ergab sich als beträchtlich kleiner als der der anderen Elemente der Untergruppe IIb des periodischen Systems. Er beträgt im Temperaturbereich zwischen + 20° bis + 100° $12{,}3 \times 10^{-6}$ pro Grad C.

Bei den untersuchten Legierungen zeigte es sich, daß der Ausdehnungskoeffizient mit zunehmenden Beryllgehalt abnimmt; er beträgt in dem Bereich zwischen + 20° und 100° C. $22{,}4 \times 10^{-6}$ pro Grad C. bei der Legierung mit 4,2% Beryll, $17{,}9 \times 10^{-6}$ pro Grad C. bei der Legierung mit 32,7% Beryll. Eine Aluminium-Berylliumlegierung mit 30% Beryllgehalt hat angenähert einen um 20% kleineren Ausdehnungsoffizienten als Aluminium. Die Untersuchung wurde mit einem Apparat durchgeführt, der in *Bur. Scient. Paper No. 524, 1926* beschrieben worden ist. Die Einzelergebnisse der Messungen werden durch Kurvendarstellung wirksam erläutert; einige Mikrophotographien zeigen in sehr eindrucksvoller Weise die Feinstruktur der untersuchten Proben. *W. Keil.*

Ein besonderes Verfahren zur Messung der Windgeschwindigkeit in Verbindung mit Flugzeug-Aufstiegen.

Von J. Kölzer, *Zeitschr. f. Flugtech. u. Motorluftschiffahrt* **19.** *S. 365-366. 1928.*

Der Verfasser schlägt ein Verfahren zur Höhenwindmessung vor, das bei dem notwendigen und bereits begonnenen Ausbau meteorologischer Institute zu aerophysikalischen Forschungsstellen mit Flugzeugen eine Zukunft haben wird, weil es einfach ist und sehr brauchbare Angaben über die Strömungsverhältnisse in der Atmosphäre zu gewährleisten verspricht.

Der Grundgedanke des Verfahrens ist folgender: Vom Flugzeug aus werden in vorher vereinbarter Höhe oder bei gleichzeitiger Ablesung und Niederschrift der augenblicklichen Flughöhe mit Hilfe von Rauchpistolenschüssen Rauchwolken erzeugt, die vom Boden aus zu zwei verschiedenen Zeitpunkten mit dem Wolkenspiegel angeschnitten werden. Nach Beendigung des Flugzeugaufstieges wird aus der beobachteten Zeit, die die künstliche Wolke braucht, um von einer Marke auf dem Spiegel zu einer zweiten zu gelangen, und der zugehörigen Höhe die Windgeschwindigkeit mit Hilfe einer graphischen Tafel ermittelt.

Infolge der Reibung der umgebenden Luft wird die Rauchwolke praktisch durch Relativbewegung nicht beeinflußt werden. Ihre Bewegung kann daher als mit der der Luft, in der sie schwebt, nach Richtung und Größe gleich erachtet werden.

Als Anschneidegerät wird ein nach Angaben des Verfassers vervollkommneter großer Wolkenspiegel benutzt, auf dem außer der durch radiale Striche markierten, am Rand 32-teiligen Windrose um den Mittelpunkt 3 Kreise von 10, 70 und 130 mm Durchmesser aufgezeichnet sind. Der Spiegel ruht auf einem mit Feinbewegung ausgestatteten und mit Diopter und Libellen versehenen Gestell, das seinerseits auf einem Stativ befestigt werden kann. Kompaß und Stoppuhr vervollständigen das Gerät des Beobachters am Boden, das sehr zweckentsprechend zu einer Einheit zusammengefaßt ist.

Die Anwendung des Geräts bzw. des Verfahrens gestaltet sich wie folgt: Mit Hilfe der Libellen wird zunächst der Spiegel horizontiert und nach dem Kompaß die Windrose eingestellt. Alsdann kann die Beobachtung beginnen, und zwar werden die Bewegungen der künstlich erzeugten Wolken auf dem Spiegel unter Innehaltung eines bestimmten Augenabstandes beobachtet. Zweckmäßig stellt sich dabei der Beobachter so, daß die Bewegung der künstlichen Wolke auf dem Spiegel längs eines Radius erfolgt. Die Bewegungsrichtung ergibt dann die Windrichtung, die an der Windrose abgelesen wird. Für die Geschwindigkeit ist wie erwähnt die im Flugzeug durch Ablesung am Höhenmesser ermittelte Höhe und die am Boden gemessene Zeit, in der ein fixierter Punkt des Wolken-

bildes auf dem Spiegel von einem Kreis radial nach dem anderen wandert, maßgebend. Der Diopter dient dem Zweck, den konstanten Augenabstand, der unerläßlich ist, sicherzustellen. Man beobachtet zweckmäßig unter steilem Winkel zum Spiegel.

Für bestimmte Kombinationen von Instrumentenkonstanten läßt sich eine graphische Tafel entwerfen mit der Höhe als Ordinate, der Geschwindigkeit als Abszisse, in der vom Nullpunkt ausgehende Strahlen den zu beobachtenden Zeiten entsprechen. Die Ordinate durch den Schnittpunkt der Höhenlinie mit dem „Zeitstrahl" schneidet die Abszissenaxe in dem der zu messenden Windgeschwindigkeit entsprechenden Punkt.

Die Methode der Höhenwindmessung erweist sich als genauer als der übliche Einfachanschnitt eines Pilotballons. Ihre Einbürgerung auf Flugplätzen, auf denen heute überall meteorologisch ausgebildetes Personal vorhanden ist, würde es gestatten, zahlreichere und bessere Angaben über die Strömungsverhältnisse zu erlangen, als heute mit Pilotballons möglich ist. Zweifellos sind auch bei der Beobachtung von Rauchwolken Anhaltspunkte über den Turbulenzzustand der Atmosphäre weit besser zu gewinnen als auf jedem anderen Wege vom Boden aus. *W. Keil.*

Lichtdurchlässigkeitsmessungen an Fernrohren.

Von B. E. Mourashkinsky. *Russisches Journ. f. angew. Physik* **6.** *S. 39—52. 1927.* (Russisch).

Es wird eine Apparatur zur Lichtdurchlässigkeitsmessung an schwach vergrößernden Doppelfernrohren beschrieben. Sie besteht aus einer Photometerkugel von 600 mm Durchmesser mit einem Mattschirm von 60 mm Durchmesser und 0,7 mm Dicke. Hinter diesem steht das auf Unendlich fokussierte Fernrohr. Das austretende Lichtbündel wird mit einem Martensschen Polarisationsphotometer photometriert. Ein Teil der Ergebnisse sei hier wiedergegeben:

Fernrohr		Lichtdurchlässigkeit
C. Zeiss, Jena D. F.	I	61,2%
	II	61,7
C. Zeiss, Jena, Stenor . . .	I	64,9
	II	65,0
Goerz, Berlin, Trieder . . .	I	57,3
	II	57,0
Goerz, Berlin, Trieder . . .	I	58,6
	II	54,0
Busch-Nissen, Aristar	I	85,7
	II	85,8
E. Krauss, Paris	I	61,1
	II	61,7
Baush u. Lomb	I	43,2
	II	40,2
Lemaire, Paris	I	82,3
	II	84,7
Warner and Swasey	I	61,0
	II	60,9 .

Diese Werte gelten bei Stellung der Eintrittspupille gegen den Schirm und der Austrittspupille gegen das Photometer. *Flügge.*

Die Bedeutung der brechenden Flächen des Auges und die optischen Funktionen der Tränenflüssigkeit.

(Il problema della lavorazione delle superficie nell'occhio e la funzione ottica del liquido lacrimale.)

Von Vasco Ronchi, *Bolletino d'Oculistica* **6.** *S. 248—252. 1927.*

Aus an sich bekannten Erörterungen über die Auflösungsfähigkeit optischer Systeme vom beugungstheoretischen Standpunkt aus ergibt sich, daß für Ungenauigkeiten in der Flächenbeschaffenheit von Linsenflächen, die an Luft grenzen, die Toleranz ungeschadet für die Bildgüte etwa 0,2 μ

betragen darf. In Anwendung auf den optischen Apparat des Auges ergibt sich zufolge der geringen Brechungsindexunterschiede an den inneren brechenden Flächen eine durchschnittliche Toleranz von ca. 0,1 mm, was praktisch als unterschritten angenommen werden darf. Anders aber an der äußeren Fläche der Hornhaut. Theoretisch dürfen Abweichungen von der idealen Fläche hier nicht größer als 0,3 μ sein, wenn die Luft angrenzt; andernfalls würde das Sehen undeutlich werden. Nun ist aber erwiesen, daß die Zellenstruktur der Hornhaut weit größere Details aufweist. Daß trotzdem ein hervorragendes Sehen ermöglicht wird, beruht auf der Befeuchtung der Hornhautoberfläche mit der Tränenflüssigkeit, ein Effekt, der ebenso zu erklären ist wie das Sehen durch eine befeuchtete Stelle eines Mattglases. Durch den verminderten Brechungsindexunterschied zwischen Hornhaut und Tränenflüssigkeit wird die zulässige Toleranz über die wirkliche Detailgröße hinaufgesetzt. Die Tränenflüssigkeit ernährt also nicht nur die Hornhaut, sondern erfüllt auch eine wichtige optische Funktion. *Flügge.*

Die Eigenschaften des photographischen Objektivs mit Rücksicht auf seine Verwendung zur Bildmessung.

Von F. Weidert. Vorträge auf d. 2. Hauptversamml. d. Internat. Gesellsch. f. Photogrammetrie S. 136—148. R. Eisenschmidt, Berlin 1927; ferner: *Photogr. Korrespondenz* **64.** *S. 50—55. 1928.*

Die Brennweite hat in der photogrammetrischen Kamera ihre geometrisch-optische Bedeutung verloren und darf nur als eine Apparatkonstante angesprochen werden, in welcher die verschiedenartigsten Einflüsse enthalten sind. Zu letzteren gehören die sphärische Aberration, die Koma, der Farbenvergrößerungsfehler und die Verzeichnung. Aus diesem Grunde sind nur solche Meßmethoden zur Bestimmung der Apparatekonstante f' zulässig, welche sich unmittelbar an die Art der photogrammetrischen Verwendung des Objektivs anschließen, denen also auch die Formel $f' = \frac{l'}{\operatorname{tg} w}$ (l' Bildkoordinate; w objektseitiger Gesichtswinkel) zugrunde liegt. Es wird der Vorschlag gemacht, die Messung photographisch zu machen und aus den für die verschiedenen Plattenpunkte gemessenen Werten von f' unter Anwendung der Methode der kleinsten Quadrate das Mittel zu bilden,

$$f' = \frac{\Sigma\, l' \operatorname{tg} w}{\Sigma \operatorname{tg}^2 w}.$$

Berechnet man dann wieder mittels des so bestimmten Wertes von f' für die verschiedenen Gesichtswinkel w die Bildkoordinaten l'_{ber} und vergleicht diese mit den gemessenen l'_{gem}, so erhält man für die einzelnen Plattenpunkte die Größe der Verzeichnung als $l'_{\text{ber}} - l'_{\text{gem}}$, d. h. unmittelbar die Fehler, wie sie sich in der photogrammetrischen Kamera bzw. an den entsprechenden Punkten des Objektraumes bemerkbar machen. Ein Ausführungsbeispiel an einem Goerz-Dogmar erläutert dies Verfahren. *Flügge.*

Beitrag zu dem Problem der gesetzmäßigen Zusammenhänge zwischen Materialkonstanten der optischen Gläser.

(Contribution à l'étude des lois de parenté dans les verres d'optique.)

Von J. Ph. Lagrula. *Revue d'Opt.* **7.** *S. 137—172. 1928.*

Verf. behandelt die bekannten Zusammenhänge zwischen dem Brechungsquotienten n, der Dichte d, dem Ausdehnungskoeffizienten k, der thermischen Änderung ε des Brechungsquotienten der optischen Gläser und der Lichtwellenlänge λ; also die funktionalen Zusammenhänge: $n = F(d, \lambda)$ und $\varepsilon = f(d, \lambda, k)$. Nach einer eingehenden Diskussion der Anwendbarkeit der bereits bekannten aber ungenügenden mathematischen Formulierungen dieser Zusammenhänge bemüht sich Verf., durch systematische Auswahl der möglichen Beziehungen hinsichtlich ihrer Approximation der wahren Verhältnisse zu einer möglichst allgemeinen Formulierung obiger Funktionen für den Fall der optischen Gläser zu gelangen. Bestreben des Verf. ist dabei, mit möglichst wenig Parametern auszukommen. Für die Beziehung zwischen Brechungsquotient, Dichte und Wellenlänge hält Verf. folgende Formel für das Optimum:

$$n - 1 = b d^{0,1} + \left[A + \left(\frac{\lambda_0}{\lambda}\right)^{2,5}\right] d^2.$$

Die darin vorkommenden drei Parameter erhalten die Werte:

$$A = +\,0{,}01097 \pm 13;\quad b = +\,0{,}3987 \pm 17;\quad \lambda_0 = 42{,}81\ m\mu \pm 0{,}14.$$

Die thermische Änderung des Brechungsquotienten ist nach Pulfrich und Pockels doppelfunktionell, indem dieselbe mit der Wärmeausdehnung und dem Absorptionsvermögen zusammenhängt. Mit Rücksicht hierauf gelangt Verf. zu dem empirischen Ausdruck:

$$\varepsilon = Bd^{0,1} + ad^2 + R - 3Ck,$$

wo einzusetzen ist:

bei	für B	für a
$\lambda = 589\ m\mu$	$-2{,}84 \pm 0{,}42$	$+1{,}193 \pm 0{,}029$
$\lambda = 431\ m\mu$	$-5{,}62 \pm 0{,}50$	$+1{,}728 \pm 0{,}055$

Selbst noch von λ bzw. d abhängig sind die Konstanten R und C. R ergibt sich aus folgender Tabelle:

$\lambda = 589\ m\mu$				$\lambda = 431\ m\mu$			
d	R	d	R	d	R	d	R
2,4	+1,55	4,2	−1,91	2,4	+2,20	4,2	−2,67
2,6	+1,03	4,4	−2,01	2,6	+1,47	4,4	−2,80
2,8	+0,53	4,6	−2,01	2,8	+0,76	4,6	−2,79
3,0	+0,05	4,8	−1,92	3,0	+0,08	4,8	−2,64
3,2	−0,40	5,0	−1,72	3,2	−0,56	5,0	−2,34
3,4	−0,81	5,2	−1,41	3.4	−1,14	5,2	−1,87
3,6	−1,18	5,4	−0,98	3,6	−1,66	5,4	−1,22
3,8	−1,48	5,6	−0,42	3,8	−2,09	5,6	−0,39
4,0	−1,73	5,8	+0,28	4,0	−2,43	5,8	+0,65
4,2	−1,91	6,0	+1,14	4,2	−2,67	6,0	+1,90

C ist gleich $0{,}1\, bd^{0,1} + 2\left[A + \left(\frac{\lambda_0}{\lambda}\right)^{2,5}\right] d^2$.

Die Brauchbarkeit der beiden Formeln geht daraus hervor, daß von 75 Werten verschiedenartiger Brechungsquotienten optischer Gläser 50 berechnete Werte um 0 bis 5 Einheiten der dritten Dezimale von den beobachteten abweichen, 16 Werte um 6 bis 10 Einheiten, 4 Werte um 11 bis 15 Einheiten und 5 Werte um 16 bis 20 Einheiten. Der mittlere wahrscheinliche Fehler in der rechnerischen Ermittlung des Koeffizienten ε nach obiger Formel beträgt $\pm 0{,}25 \cdot 10^{-6}$. *Flügge.*

Ein Zusatzapparat zum Ultramikroskop zur interferometrischen Messung gröberer Submikronen.

Von U. Gerhardt. *Referat über den in Hamburg auf der deutschen Physikertagung 1928 gehaltenen Vortrag.*

Der Apparat bezweckt, die interferometrische Messung im Ultramikroskop sichtbar gemachter Teilchen unter Vermeidung jedes zusätzlichen Aufbaues einfacher zu gestalten, als dies bisher möglich war. Die Methode besteht bekanntlich in einer Übertragung der Michelsonschen Interferenzmethode zur Bestimmung der Winkeldistanz der Komponenten eines Doppelsternes auf die Messung im Dunkelfeld der neueren Spiegeldunkelfeldkondensoren sichtbar gemachter Teilchen. Auch hier werden in den abbildenden Strahlengang zwei Spalte variabler Distanz gebracht; durch Beugung an ihnen entstehen im Bilde der Teilchen Interferenzstreifen. Diese zeigen den aus der Astronomie bekannten Effekt ihres Verschwindens oder Verwaschenwerdens, wenn zwischen der Teilchengröße e, der von den Teilchen abgebeugten Wellenlänge λ und der von der Doppelspaltstellung jeweils definierten numerischen Apertur a des benutzten Beobachtungsobjektives die Beziehung

$$e = p\frac{\lambda}{2a}$$

besteht. Für lineare Gebilde ist $p_1 = 1$, für zwei voneinander getrennte leuchtende Punkte $^1/_2$ und für eine ringförmig leuchtende Lichtquelle 0,8. Als solche ringförmig leuchtenden Lichtquellen erscheinen im Dunkelfeld der genannten Kondensoren alle größeren kugelförmigen Teilchen. — Experimentell läßt sich zeigen, daß eine Kohärenz des von den Teilchen abgebeugten Lichtes die Messungen nicht stört. Die kleinsten mit der Methode bisher gemessenen Teilchen hatten einen Durchmesser von 200 $m\mu$. Der Fehler der Methode beläuft sich auf etwa 8%. — Die Interferenzen und deren

Effekt werden im Projektionsbilde gezeigt. Weitere Projektionsbilder zeigen den in einfacher Weise am Mikroskopstativ zu befestigenden Apparat, der eingehend beschrieben sowie nach dem Vortrag im Gebrauch vorgeführt wird. Er wird von der Firma Franz Schmidt & Haensch, Berlin S nach einem Gebrauchsmusterschutz in bekannter Präzision gebaut. Seine Herstellung ermöglicht es nunmehr jedem Mikroskopiker und Ultramikroskopiker ohne Schwierigkeiten und weitere besondere Vorrichtungen, sich der interferometrischen Meßmethode zu bedienen. Außer Hg-Teilchen, an denen die Methode ausgearbeitet wurde, sind mit gutem Erfolg bisher noch ZnO-Teilchen, die in Kautschuk dispergiert waren, gemessen sowie Al_2O_3-Partikelchen, die sich in einer wässrigen Suspension befanden, als meßbar erkannt worden. — Der Vortrag erscheint in der *Zeitschrift für technische Physik.* Weitere Literatur: *Zeitschr. f. Physik* **35.** *S. 697—719. 1926;* **44.** *S. 397—402. 1927; Ann. d. Physik* **87.** *S. 130* bis *144. 1928; Fortschr. d. Chemie, Physik u. physikal. Chemie* **20.** *Heft 1.* *Gerhardt.*

Ein störungsfreies Kapillarelektrometer.

(A Vibration-Free Capillary Elektrometer.)

Von A. S. Gibson und G. H. Bishop. *Journ. Opt. Soc. of America* **15.** *S. 48—52. 1927.*

Gegen die Hauptvorteile des Kapillarelektrometers, einfacher und billiger Aufbau, rasche Einstellung, fallen die Nachteile gegenüber anderen Instrumenten so ins Gewicht, daß es heute nur noch selten benutzt wird. Durch verhältnismäßig einfache Maßnahmen kann man den hauptsächlichsten Übelständen des KE. soweit abhelfen, daß es mit Vorteil z. B. bei physiologischen Untersuchungen Verwendung finden kann. Die beschriebene Form wurde bei Untersuchungen über die mit der Muskelbewegung des Herzens verknüpften Ströme benutzt. Die Empfindlichkeit gegen Erschütterungen, die bei den alten Instrumenten bekanntlich sehr groß war, ist durch eine sinnreiche Anordnung der Kapillare, die in der Mitte zwischen zwei weiten parallelen kommunizierenden Röhren an den Quecksilberbehälter angeblasen ist, bedeutend herabgedrückt, wie Vergleichsaufnahmen mit alten Instrumenten zeigen. Große Sorgfalt bei der Reinigung des Quecksilbers, ferner Luftabschluß und das durch Verwendung eines Verstärkers erlaubte größere Lumen der Kapillare (0,2 mm gegenüber 0,02 mm bei älteren empfindlichen Instrumenten) beugen wirksam einem Verschmutzen und Verstopfen der Kapillare vor. Die Bildung eines Oxydfilms auf dem Meniskus kann durch Vermeidung positiver Potentiale am Quecksilber unmöglich gemacht werden. Das Kapillarelektrometer ist mit einem Einröhrenverstärker zu einer Brücke zusammengeschaltet, so daß die beiden hintereinander geschalteten Hälften der Anodenbatterie, der Röhrenwiderstand und ein im Anodenkreis liegender Regelwiderstand die vier Zweige der Brücke bilden. Die Kathode und der Säurepol des Instrumentes sind geerdet, der Quecksilberpol liegt über einen Kondensator von 1 μF Kapazität an der Zapfstelle der Anodenbatterie. Der Anodenwiderstand wird so eingeregelt, daß im Ruhezustand die beiden Pole, zwischen denen das KE. liegt, keine Spannungsdifferenz haben. Die Spannungsschwankungen am Meniskus betragen 10 bis 50 mV, über die Verstärkung fehlen nähere Angaben. Beispiele für die Leistungsfähigkeit der Apparatur geben einige physiologische Oszillogramme.

Sewig.

Bücherbesprechungen.

Walter Block, Messen und Wägen. Ein Lehr- und Handbuch, insbesondere für Chemiker. Gr. 8°. VIII, 339 S. m. 109 Abb. Otto Spamer, Leipzig 1928. Geb. 28 RM.

Wie schon der Rahmen der „Chemischen Technologie in Einzeldarstellungen", in welchem das vorliegende Buch erschienen ist, andeutet, ist das Werk in erster Linie für den Chemiker bestimmt. Verf. hatte die Absicht, nicht nur einen speziell für den Chemiker bearbeiteten „Kohlrausch", sondern ein Lehrbuch zu schreiben, da er die Ansicht vertritt, daß die über Meßtechnik erschienenen Bücher zu sehr Handbücher und Rezeptsammlungen darstellen, als daß sie für den methodisch Ungeübten leicht und mit Vorteil zu benutzen wären. Außerhalb dieses Rahmens steht der einleitende, von F. Plato, dem früheren Direktor der Reichsanstalt für Maß und Gewicht, verfaßte Abschnitt über die historische Entwicklung der Meßkunde und des Maß- und Gewichtswesens. Im übrigen sind die für den Chemiker wichtigsten Gebiete physikalischer Meßtechnik mit Vorrang behandelt worden. (Volumenmessung, Wägung, Dichte-, Druckmessung, Thermometrie, ferner optische und elektrische Messungen.) Wenn auch dies der konsequenten Durchführung der Absicht

des Verf. entspricht, nur „Grundmessungen“ zu beschreiben, so kann man doch zweifelhaft sein, ob es nicht — bei gleichbleibendem Umfang des Buches — angebracht gewesen wäre, einzelne im gebotenen Rahmen weniger wesentliche Kapitel, z. B. den über Wechsel- und Drehstrom in der Meßtechnik, durch solche zu ersetzen, die für den Chemiker eine mehr primäre Bedeutung haben, z. B. Wasserstoffionenkonzentration. Im Kapitel VIII hätte die volumenometrische Methode Erwähnung finden können, in XIII, 4 die Kompensationsmethode für Temperaturmessungen mit dem Widerstandsthermometer. (Die untere Grenze für die Verwendbarkeit des Platinthermometers ist mit — 200° viel zu hoch angegeben.) Bei der Ausführlichkeit, mit der an vielen Stellen Zahlenbeispiele durchgerechnet wurden — was übrigens keineswegs beanstandet werden soll —, hätte man den grundlegenden Abschnitten über Fehlerrechnung, Ausgleichung usw. gern etwas eingehendere Behandlung gegönnt. Bei den graphischen Rechenhilfsmitteln, die gerade für den Chemiker etwas zu stiefmütterlich behandelt sind, wären kurze Hinweise über die Verwendung von Koordinatenpapieren mit nichtlinearer Teilung am Platze. Solche bei einer neuen Auflage leicht zu beseitigende Kleinigkeiten tun dem Wert des Buches keinen Abbruch. Seine weite Verbreitung in den Kreisen, für die es geschrieben wurde, ist zu erwarten und zu begrüßen. *Sewig.*

Hermann Steuding (unter Mitwirkung von Hugo Steuding), Messung mechanischer Schwingungen Preisgekrönte Arbeit, herausgegeben im Auftrage des Schwingungsausschusses des VDI von W. Hort. 8°. XII, 500 S. mit 450 Abb. VDI-Verlag G. m. b. H., Berlin 1928.

Das Preisausschreiben des VDI vom 1. Mai 1926 über Schwingungsmeßverfahren hat in dem vorliegenden Buch ein überaus wertvolles Hilfsmittel für den Konstrukteur wissenschaftlicher und technischer Apparate auf dem genannten Gebiet entstehen lassen. Neben der Theorie der Schwingungsvorgänge sowie der Apparate und Methoden finden die Seismometer, die Kymographien und Chronographen, die Anwendungen aus dem Gebiet der Physiologie und Biologie, die akustischen Verfahren, die Torsions- und Dehnungsmesser, die Messung periodischer Vorgänge im allgemeinen Maschinenbau sowie die Indikatoren eingehende, durch gute Abbidungen erleichterte Darstellung. Namen- und Sachverzeichnisse sowie ein über 1400 Nummern zählendes Literaturverzeichnis kennzeichnen das Buch zugleich als zuverlässiges Nachschlagewerk. (Auf die ständige Falschschreibung des Namens Grunmach sei nur nebenbei hingewiesen). Das Studium des Werkes wird unserem Leserkreis wärmstens empfohlen. *G.*

Ewald Pertz, Die Bestimmung der Baustoffdämpfung nach dem Verdrehungsausschwingverfahren. 8°. 62 S. mit 42 Abb. Friedrich Vieweg, Braunschweig 1928.

Die Baustoffe besitzen gegen unzulässige Beanspruchung von „Fehlstellen“ in ihrem Gefüge, die gleichbedeutend sind mit Quellen der Bruchgefahr, ihr mehr oder minder wirksames „Sicherheitsventil“, durch welches sie bei Überlastung eine Kraftreserve einschalten. Dieses Sicherheitsventil besteht in einer Stoffeigenschaft, die mit Dämpfungsfähigkeit bezeichnet wird. Man versteht darunter den plastischen Anteil der Verformung, durch den im Augenblick erhöhter Beanspruchung einer Fehlstelle ein Spannungsausgleich herbeigeführt wird zwischen der fehlerhaften Stelle und ihrer Umgebung. Die einzelnen Moleküle des Werkstoffs gleiten dabei aufeinander, bzw. sie reiben sich, wobei Wärme erzeugt wird. Die Dämpfung selbst ist definiert durch die bei einer vollen Schwingung des Versuchskörpers pro Kubikzentimeter in Wärme umgesetzte Arbeit. Setzt man die Dämpfung ins Verhältnis zur größten bei der Schwingung auftretenden Formänderungsarbeit eines Kubikzentimeters des Versuchsstoffes, so erhält man — in vH — die verhältnismäßige Dämpfung.

Die Untersuchung verschiedener Werkstoffe nimmt der Verfasser nach dem Ausschwingverfahren vor, dessen Grundlagen eingehend entwickelt werden. Es folgt die Beschreibung geeigneter Versuchseinrichtungen und ihrer Fehlergrenzen, schließlich geben Kurvendarstellungen dem Ingenieur Material zur Beurteilung der Dämpfungsfähigkeit verschiedener wichtiger Baustoffe. *Franz Levy.*

Handbuch der Experimentalphysik, Band 19: George Jaffé, I. Dispersion und Absorption; Richard Gans, II. Medien mit veränderlichem Brechungsindex, und III. Lichtzerstreuung. VIII, 430 S. mit 78 Abb. Akademische Verlagsgesellschaft m. b. H., Leipzig 1928.

Beide Verfasser stellen hier aus der Experimentalphysik Gebiete dar, zu deren Entwickelung sie selbst manchen Beitrag geliefert haben. So ist es denn fast natürlich, daß alle Kapitel klar

und übersichtlich geschrieben sind, so daß der Forscher diesen Band gern und mit Gewinn zu Rate ziehen wird in dem Bewußtsein, sich vertrauensvoll auf die Richtigkeit der Angaben des Buches verlassen zu können. Kurz, es ist in jeder Hinsicht ein sehr empfehlenswertes Werk. Das ausführliche Inhaltsverzeichnis, sowie Sach- und Namenregister lassen jedes gewünschte Thema schnell auffinden.

Im I. Teil (340 S.) werden nach einem kurzen historischen Überblick zunächst die Theorien der Dispersion eingehend behandelt, auch unter Berücksichtigung der neueren Entwicklung auf elektronen- und quantentheoretischer Grundlage. Hierauf werden alle Ergebnisse der experimentellen Physik auf dem Gebiete der normalen und anomalen Dispersion für Gase, Flüssigkeiten und feste Körper besprochen, darunter natürlich auch der Einfluß von Druck und Temperatur, und zwar für alle Wellenlängen von ultraviolett bis ultrarot. Hieran schließt sich in ganz ähnlicher Einteilung die Absorption: Theorien, Gase und Dämpfe, Flüssigkeiten, Lösungen, Festkörper, wobei auch auf die Absorption in den Banden und Linien eingegangen wird.

Teil II (20 S.) enthält die Bahn des Lichtstrahls in Medien mit veränderlicher Brechung, die astronomische Refraktion, die Theorie des Sonnenrandes, die Anomalien der Strahlenbrechung, sowie schließlich die experimentelle Herstellung solch inhomogener Medien.

In dem III. recht lehrreichen Teil (48 S.) ist alles Wissenswerte über die Lichtzerstreuung zusammengestellt. Zunächst werden die Haupteigenschaften der Lichtzerstreuung, des Tyndall-Phänomens, in kolloidalen Lösungen geschildert, alsdann die molekulare Lichtzerstreuung in Gasen, Dämpfen, Flüssigkeiten, Mischungen, Lösungen, Festkörpern, zum Schluß die kosmischen Erscheinungen: Farbe, Polarisationszustand und Helligkeit des Himmels, sowie die Farbe der Gewässer. Dieses Gebiet der Lichtzerstreuung hat sich besonders in der letzten Zeit ziemlich stark entwickelt.

Schck.

Wilhelm H. Westphal, Physik. Ein Lehrbuch für Studierende an den Universitäten und Technischen Hochschulen. Gr. 4°. XV, 536 S. m. 471 Abb. Julius Springer, Berlin 1928. 18,— RM, geb. 19,60 RM.

An guten Lehrbüchern der Physik, auch solchen für Studierende, herrscht in der deutschen Fachliteratur kein Mangel. Die vorliegende Neuerscheinung rechtfertigt sich durch die Auswahl und Anordnung des Stoffes. Die Absicht war, eine durchaus auf dem Boden des heute als gesichert erscheinenden Wissens stehende Darstellung zu geben. Darüber hinaus hat der Verfasser mit einer heute leider immer noch zu allgemeinen Tradition der Kollegs und Lehrbücher gebrochen, die Fortschritte jüngeren Datums als einen Anhang zu dem in Breite vorgetragenen klassischen Stoff zu bringen. Der vorwiegend deduktive und durchaus auf den Ausbau des modernen physikalischen Weltbildes hinzielende Faden des Buches verleiht demselben eine große Anschaulichkeit und Lebendigkeit, welche angetan ist, dem Lernenden den reichlichen Stoffgehalt schmackhaft zu machen. Daß einerseits die Ausblicke auf die moderne Entwicklung der Physik bis zur allgemeinen Relativitätstheorie, der Fermischen Statistik, der Sommerfeldschen Elektronentheorie der Metalle fortgeführt sind, andererseits auch, wo es irgend ging, auf technische Anwendungen eingegangen wurde, ist um so mehr anzuerkennen, als trotzdem Umfang und Preis des Buches in erträglichen Grenzen geblieben sind. Dabei kann es allerdings nicht Wunder nehmen, daß die Darstellung zuweilen lexikonartig kurz ausfällt. Hervorzuheben ist die pädagogisch saubere Verteilung, die gegen Schluß ansteigende Konzentration des Stoffes. An einzelnen Stellen möchte sich Referent Aufführung oder etwas größere Ausführlichkeit bei instruktiven Vorlesungsversuchen wünschen (z. B. Hertzscher Versuch über die endliche Ausbreitungsgeschwindigkeit der elektromagnetischen Wellen, Schwingungserzeugung mit der Glimmlampe). An Stelle der zahlreichen Holzschnitte wären vielleicht gelegentlich gute Autotypien am Platze. Für die Ausstattung des Buches bürgt der Name des Verlegers.

Sewig.

J. Bardet, *Atlas de Spectres d'Arc.* 4°, mit 48 Tafeln, einer Vorrede von G. Urbain und 30 Seiten Erläuterungen. Gust. Doin & Co., Paris 1926.

In seiner ausführlichen Vorrede (14 Seiten) empfiehlt Urbain, der seit 20 Jahren für die Spektralanalyse eintritt, deren Einreihung in die pyrognostische Analyse; beide werden im Unter-

richte noch zu stiefmütterlich behandelt und werden daher in den chemischen Laboratorien viel zu wenig benutzt. Die Handhabung der modernen Spektrographen sei so vereinfacht, daß sie auch vom Chemiker richtig benutzt werden können. Mit temperamentvollen Hinweisen auf die „Erläuterungen" Bardets werden noch zwei andere alte Vorurteile entkräftet, die angeblich zu große Empfindlichkeit der Spektralanalyse und die Furcht vor dem „Walde" von Spektrallinien. In seinen Erläuterungen (40 S.) beschreibt Bardet, der bereits 1914 die Spektrographie in den Dienst der chemischen Analyse der Mineralwässer gestellt hatte [1]), genau die Einrichtung seiner Kohlen-Bogen-Lampe und die wirklich einfache Aufnahmetechnik. Da seine Spektrographen keine Wellenlängenteilung haben, kommt auf jede Platte als Ersatz das Eisenspektrum. Das Spektrogramm ist also dreiteilig: Trockener C-Bogen, C-Bogen mit dem Objekt (Lösung oder Pulver), Fe-Bogen. Zur Auswertung der Spektrogramme benutzt B. eine Meßmaschine, die mit einem Mikroskope von 15 bis 20facher Vergrößerung ausgerüstet ist. Der Atlas selbst besteht aus losen Kartons (Quart), die systematisch in 6 Gruppen geteilt sind. Dargestellt ist in dem Atlas nur das Spektralgebiet von 2500—3500 Å. E., die kürzeren Wellenlängen seien bisher wenig erforscht, die längeren über 3500 Å. E. seien erstens im prismatischen Spektrum so zusammengedrängt, daß z. B. derselbe Meßfehler, der auf der Platte zwischen λ 2500 und λ 2600 einen Fehler von 0,1 Å. E. ergebe, 0,3 Å. E. bei $\lambda = 3600$ ausmache. Zweitens werde in allen mit C-Elektroden aufgenommenen Spektren das Gebiet von $\lambda = 3500$ bis $\lambda = 4600$ durch die Cyan-Banden in empfindlichster Weise beeinträchtigt. Die 48 Blätter des Atlas sind in folgende 6 Gruppen eingeteilt. Serie A enthält alle üblichen Elemente und ist für die allgemeine qualitative Spektralanalyse bestimmt, Serie B dient zur Analyse der Eisengruppe und enthält Ni, Co, Mn, Cr. Serie C umfaßt Wo, Mo, V; Serie D dagegen Ti Ta, Nb, Zr, Ct; das Celtium ist vom Verf. selbst studiert worden. Serie E enthält die Platin-Gruppe; die Pt-Linien sind vollständig gebracht, von den anderen Elementen nur die Hauptlinien; die letzte Serie F umfaßt die seltenen Erden und Thorium. Daran schließt sich das für den praktischen Spektroskopiker wichtigste Kapitel: Besondere Erfahrungen bei den einzelnen, alphabetisch geordneten Elementen (15 Seiten), deren „letzte Linien" nach de Gramont meist besonders benannt werden; vielfach sind auch eigene Beobachtungen Bardets über die Empfindlichkeit der Linien hinzugefügt. Auf den Tafeln ist aber leider kein besonderes Zeichen an den letzten Linien angebracht.

Schließlich sei noch die Anordnung auf einer beliebigen der 48 Tafeln beschrieben. Den unteren Rand der Tafel nimmt die Wellenlängenskala ein, die in ganze Å. E. geteilt ist; jeder zehnte Strich ist beziffert, also jedes $\mu\mu$. Daran stößt das zugehörige Stück des Fe-Spektrums, das nach der Angabe des Verf. gezeichnet ist, weil die (naheliegende) Reproduktion nach dem vergrößerten Spektrumausschnitte technisch zu schwierig gewesen wäre; das wechselnde Aussehen der einzelnen Linien, der feinen Gruppen, und der aus engbenachbarten Linien verschmolzenen unscharf begrenzten Balken ist nach Möglichkeit wiedergegeben. Man wird sich also in diesem Fe-Spektrum gut zurechtfinden. Die oberen zwei Drittel der Fläche jedes Blattes sind nun bedeckt mit feinen gezeichneten senkrechten Strichen. Jeder Strich stellt eine Spektrallinie dar, sein Fußpunkt liegt genau an derjenigen Stelle des oberen Randes des Fe-Spektrums, wo die Spektrallinie in diesem liegen würde. Das obere Ende jedes Strichs ist mit seinem Elemente bezeichnet, unter dem, wenigstens in der Gruppe A, noch die Wellenlänge auf 0,1 Å. E. genau eingetragen ist. Gelegentlich ist ein Vermerk über das Aussehen der Linie gemacht: diffus, fein, oder es sind zwei benachbarte Linien desselben Elements durch eine Klammer verbunden.

Die Gesamtheit der 48 lithographierten Blätter ist also eine sorgfältige graphische Darstellung der Bogen-Spektren von 64 Elementen, sowie von einzelnen wichtigen Gruppen von Elementen, und dadurch ein wertvolles Hilfsmittel zur qualitativen Spektralanalyse; allerdings ist der Benutzer des Atlas an den Gebrauch des Bogens und des Meßmikroskops gebunden und kann von den erheblichen Vereinfachungen der qualitativen Spektralanalyse, die de Gramont und seine englischen Kollegen durch Einführung des Funkens erreicht haben, sowie von der Weiterentwicklung der Spektralanalyse zu einer in gewissem Sinne quantitativen Methode keinen Nutzen ziehen. *F. Löwe.*

[1]) J. Bardet, *Recherches spectrographiques et analytiques sur les eaux minérales françaises.* Paris, Impr. Levé 1914.

Dr. Otto Werner, Empfindliche Galvanometer für Gleich- und Wechselstrom. Gr. 8°. VIII, 208 S. m. 23 Abb. u. 17 Tab. Geb. 14,00 RM. Walter de Gruyter & Co., Berlin und Leipzig 1928.

Eine Monographie über empfindliche Galvanometer stellt zurzeit in der Literatur über elektrische Meßinstrumente eine recht wünschenswerte Neuerscheinung dar. Wenn wir auch hervorragende Standardwerke über Methodik und Technik elektrischer Messungen und Instrumente haben (Jaeger, Keinath), so fehlte doch bisher eine Zusammenstellung der Meßgeräte hoher Strom- und Spannungsempfindlichkeit, wie sie gerade für den Physiker von so großer Bedeutung sind, welche das mühsame und zeitraubende Zusammensuchen des nötigen Materials aus den zahlreichen und weit zerstreuten Zeitschriftenartikeln erspart. Das Buch ist aus der Praxis entstanden und paßt sich den Erfordernissen der Praxis an. Dabei treten gelegentlich die Erfahrungen, die der Verf. als Mitarbeiter einer großen Firma gewonnen hat, stark in den Vordergrund. Besonders zu begrüßen ist die Berücksichtigung der im Ausland entwickelten empfindlichen Galvanometer (Kipp & Zonen, Cambridge), ferner eine kurze Behandlung der theoretischen Grundlagen, besonders bei den Drehspul- und Vibrationsgalvanometern. Stofflich gliedert sich das Buch in fünf Abschnitte. Der erste umfaßt die elektromagnetischen Instrumente für Gleichstrom, besonders die Drehspulengalvanometer, ferner Dreheisen- (Nadel-) und Saitengalvanometer. Im zweiten Abschnitte werden die Wechselstrominstrumente behandelt, Vibrationsgalvanometer und Oszillographen, elektrodynamische und thermische Instrumente. Der dritte Abschnitt ist den indirekten Methoden zur Messung kleiner Ströme gewidmet (Elektrometermethode, Röhrenverstärker), der vierte behandelt die optischen, mechanischen und elektrischen Zusatzeinrichtungen. Der letzte Abschnitt bringt einiges über Auswahl, Schaltung und Aufstellung, weiter allgemeine Bemerkungen. Den Schluß bildet ein 181 Nummern umfassendes und bis auf die letzte Zeit fortgeführtes Literaturverzeichnis. *Sewig.*

J. Herrmann, Die elektrischen Meßinstrumente. Sammlung Göschen Nr. 477. 3. Aufl. Kl. 8°. 159 S. mit 67 Fig. Verlag Walter de Gruyter u. Co., Berlin u. Leipzig 1927.

Das Büchlein enthält, seinem beschränkten Umfange entsprechend, einen kurzen Abriß der gebräuchlichsten Meßinstrumente der Elektrotechnik. Der Einteilung des Stoffes ist im wesentlichen die Klassifikation des VDE zugrunde gelegt; es ergeben sich demnach, dem jeweiligen Meßprinzip entsprechend, 7 Kapitel, und zwar über Drehspulinstrumente, Weicheiseninstrumente, Dynamometer, Induktionsinstrumente, Hitzdraht- und Thermoinstrumente, elektrostatische Spannungsmesser und Vibrationsgalvanometer nebst Frequenzmessern. Besonders behandelt sind außerdem die Nadelgalvanometer und die schreibenden Meßgeräte. Hierunter fallen auch die Oszillographen für Nieder- und Hochfrequenz. Ein allgemeines Kapitel über Meßprinzipien, Schaltung, Aufbau und Güte der Instrumente ist an den Anfang gestellt.

Die Darstellung ist klar und leicht verständlich. Für den Praktiker dürfte von Wert sein, daß der Eigenverbrauch der Instrumente fast überall angegeben ist. Doch wäre nach Ansicht des Referenten an manchen Stellen etwas mehr Ausführlichkeit erwünscht gewesen, z. B. über die durch den Eigenverbrauch des Instrumentes entstehenden Korrektionen, insbesondere bei Leistungsmessern; ferner über die Mittel, mit denen man bei Instrumenten mit nicht linearer Abhängigkeit des Ausschlages von der Meßgröße dennoch eine mehr oder minder gleichmäßige Teilung erreichen kann. Auch die Hochfrequenzoszillographen sind etwas knapp weggekommen.

Die Ausstattung des Buches ist die gewohnte gute der Göschen-Bände. *Zickner.*

Ferienkurs in Jena.

Im Zoologischen Institut der Universität Jena (Schillergäßchen) findet vom 11. bis 16. März 1929 der VIII. Ferienkurs in Spektroskopie, Interferometrie und Refraktometrie statt, veranstaltet von Prof. Dr. P. Hirsch (Oberursel in T.) und Dr. F. Löwe (Jena).

Anmeldungen wollen bis spätestens 9. März an Herrn A. Kramer, Jena, Schützenstraße 72, gerichtet werden, der auf Wunsch Privatwohnungen (meist Studentenzimmer) nachweist oder über Hotels und Gasthöfe Auskunft erteilt. Die Teilnehmerzahl ist auf 50 begrenzt. Die Teilnehmergebühr beträgt für Angehörige deutscher und österreichischer Hochschulen 25.— RM., für alle anderen Teilnehmer 50.— RM.

Nachdruck verboten.

Verantwortlich für die Redaktion: Oberregierungsrat Professor Dr. F. Göpel in Charlottenburg.
Verlag von Julius Springer in Berlin W. — Druck von Oscar Brandstetter in Leipzig.

Zeitschrift für Instrumentenkunde.

Kuratorium:

Prof. Dr. **E. Kohlschütter** in Potsdam, Vorsitzender, Prof. Dr. **R. Straubel** in Jena,
Prof. Dr. **F. Weidert** in Berlin-Zehlendorf, geschäftsführendes Mitglied.

Schriftleitung: Oberregierungsrat Prof. Dr. **F. Göpel** in Charlottenburg-Berlin.

XLIX. Jahrgang. **März 1929.** Drittes Heft.

Die Messung der Horizontal- und der Vertikalintensität des erdmagnetischen Feldes mit dem Magnetron.

Von
M. Rössiger in Clausthal.

In der folgenden Arbeit wird ein Apparat beschrieben, der zur absoluten Bestimmung der Horizontal- und der Vertikalintensität des erdmagnetischen Feldes eine Elektronenröhre als Indikatorinstrument benutzt. Die Arbeit ergab sich als Fortsetzung einer früheren Untersuchung, die sich mit der Möglichkeit der Messung kleiner Magnetfelder mit der Elektronenröhre beschäftigt[1]).

Wenn auch die erzielbare Genauigkeit hinter der der klassischen absoluten Methoden zurücksteht, so wird man doch in der Vermeidung von Apparaten mit Torsionsgehängen und permanenten Magneten (die Messung ist auf eine reine Strommessung mit relativ unempfindlichen, spitzengelagerten Amperemetern zurückgeführt), in der Möglichkeit, mit demselben Apparat beide Komponenten zu bestimmen und in der Schnelligkeit der Messung Vorteile erblicken müssen, die den Apparat für spezielle Zwecke brauchbar erscheinen lassen[2]).

Es seien zunächst einige Bemerkungen über die *Wirkungsweise* des verwendeten Elektronenrohres gemacht.

Das Rohr ist ein sog. „Magnetron", d. h. ein Rohr mit geradem Glühfaden in der Achse einer zylindrischen Anode, wie es Greinacher[3]) und später Hull[4]) angegeben haben. Der Anodenstrom eines solchen Rohres kann bekanntlich durch ein parallel zum Glühdraht gerichtetes Magnetfeld beeinflußt werden. Nach der elementaren Theorie werden die den Glühdraht verlassenden Elektronen, die ohne das Magnetfeld geradlinig zur Anode hinüberfliegen, durch dieses Magnetfeld in kreisförmige Bahnen gelenkt, deren Ebene senkrecht zum Glühdraht steht, und deren Krümmung mit wachsender Feldstärke zunimmt. Überschreitet die Feldstärke also einen gewissen kritischen Wert, so werden keine Elektronen mehr zum Anodenzylinder gelangen können, der Anodenstrom wird auf den Wert Null herabsinken. Die Charakteristik eines solchen Rohres hat daher, schematisch, den in Abb. 1 gezeigten Verlauf.

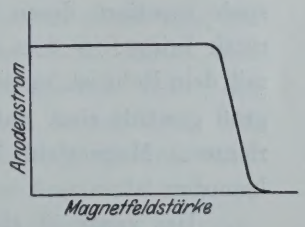


Abb. 1.
Charakteristik des Magnetrons.

[1]) M. Rössiger, *Zeitschr. f. Physik* **43**. *S. 480. 1927.*

[2]) Es sei hier z. B. auf die Verwendungsmöglichkeit des Apparates in einem bewegten Fahrzeug hingewiesen.

[3]) H. Greinacher, *Verhandl. d. Deutschen Physikal. Ges. S. 856. 1912.*

[4]) A. W. Hull, *Phys. Rev.* **18**. *S. 31. 1921; Journ. Amer. Inst. Electr. Eng.* **40**. *S. 715. 1921.*

Der kritische Wert H der Feldstärke, bei der der Abfall stattfindet, ist von der Anodenspannung V und dem Radius r des Anodenzylinders abhängig, und zwar nach der Gleichung

$$H = 6{,}72\frac{\sqrt{V}}{r}\ \text{Gauß},$$

wo V in Volt, r in cm einzusetzen ist.

Als weitere für die Messung wichtige Eigenschaft des Magnetrons sei hier noch die vom Verf.[1]) früher festgestellte Tatsache erwähnt, daß von einem gegen die Glühdrahtachse geneigten Magnetfelde lediglich die Komponente in Richtung des Glühdrahtes wirksam ist, vorausgesetzt, daß es nicht größer ist, als das dem Abfall der Charakteristik entsprechende Feldintervall und der Anodenstrom durch ein konstantes Hilfsmagnetfeld in den steilen Bereich der Charakteristik verlegt ist[2]) („Komponenteneigenschaft").

Auf dieses Verhalten des Magnetrons lassen sich natürlich *Methoden zur Messung von Magnetfeldern* gründen[3]), die bei starken Feldern bis herab zu Feldern von einigen Gauß auf keine großen Schwierigkeiten stoßen, da die Genauigkeit der Anodenstrommessung hierbei nicht sehr weit getrieben zu werden braucht. Man kann z. B. direkt an die obige Gleichung anknüpfen und das zu messende Feld selbst das Feld liefern lassen, welches den Anodenstrom zum Verschwinden bringt, indem man die Anodenspannung geeignet wählt, oder zur Messung die Anodenstromänderung benutzen, die beim Einbringen des Rohres in das zu messende Feld eintritt, wobei der Anodenstrom vorher mittels eines Hilfsfeldes in das steile Gebiet der Rohrcharakteristik verlegt sein muß. Im letzteren Falle darf das zu messende Feld nicht größer sein als das Feldintervall, das dem steilen Gebiet der Charakteristik entspricht. Anderenfalls muß man zur Kompensationsmethode greifen und die Wirkung des zu messenden Feldes durch ein entgegengesetzt gerichtetes bekanntes Zusatzfeld aufheben.

Auf die Schwierigkeiten, die der Messung kleiner Magnetfelder entgegenstehen, wird sogleich eingegangen werden. Vorerst sei der Apparat, der ebenfalls auf der Kompensationsmethode beruht, im *Prinzip* beschrieben.

Das erwähnte Elektronenrohr ist in der Achse einer stromdurchflossenen Hilfsspule montiert, deren Magnetfeld den Anodenstrom in das steile Gebiet der Charakteristik bringt, in dem er gegen Magnetfeldänderungen empfindlich ist. Die Hilfsspule mit dem Rohr ist in der Achse einer Helmholtzspule befestigt, deren Dimensionen so groß gewählt sind, daß das mit ihr zu erzeugende (ebenfalls parallel zum Glühdraht gerichtete) Magnetfeld innerhalb des Anodenraumes der Meßgenauigkeit entsprechend homogen ist.

Das ganze in sich starr verbundene System ist um eine horizontale und um eine vertikale Achse drehbar.

Bei einer beliebigen Stellung des Systems hat das den Anodenstrom steuernde Magnetfeld den Betrag: konstantes Hilfsfeld + Komponente der erdmagnetischen Totalintensität in der Glühdrahtrichtung. Diese Komponente hat in den „Meridianstellungen" des Rohres (d. h. Glühdraht horizontal und im magnetischen Meridian) den Betrag der

---

[1]) *l. c. S. 483.*

[2]) Dieser Satz bezieht sich natürlich auf ein Ideal-Rohr (Glühfaden geradlinig in der Achse einer zylindrischen Anode, Hilfsmagnetfeld parallel zum Glühdraht). Bei einem Rohr mit Abweichungen von der Idealform tritt an Stelle der Glühdrahtrichtung die „Rohr-Richtung" (s. u. S. 112).

[3]) Vgl. auch A. W. Hull, *Phys. Rev.* **22.** *S. 279. 1923.*

Horizontalintensität. Dreht man das System mit horizontal liegendem Glühfaden um die vertikale Achse, so werden sich die dann passierten Meridianstellungen wegen der erwähnten Komponenteneigenschaft durch ein Maximum bzw. Minimum des Anodenstromes auszeichnen. Die zwischen ihnen stattfindende Anodenstromänderung hat dabei einen Betrag, der einer Feldänderung vom doppelten Werte der Horizontalintensität entspricht.

Will man die Horizontalintensität messen, so sucht man zunächst, mit horizontal liegendem Glühfaden, durch Drehen des Systems um die vertikale Achse die Stellung auf, bei der der Anodenstrom ein Maximum bzw. Minimum hat. Der Glühdraht liegt dann in der magnetischen N-S-Richtung [1]). Die Orientierung des Apparates im Meridian geschieht also ohne Hilfsapparate. Nun dreht man um die vertikale Achse um 180^0 (oder, was dasselbe ist, sucht das andere Extremum des Anodenstromes auf) und bringt den Anodenstrom durch geeignete Wahl des nunmehr eingeschalteten Helmholtzfeldes wieder auf seinen alten Betrag. Die Feldstärke in der Mitte der Helmholtzspule, die man aus den geometrischen Abmessungen der Spule und aus der sie durchfließenden Stromstärke berechnen kann, ist dann gleich der doppelten gesuchten Horizontalintensität.

Analog würde sich die Messung der Vertikalintensität gestalten: Nach Aufsuchen der Meridianstellung (wie oben) wird das System um 90^0 um die vertikale Achse gedreht, sodaß die horizontale Drehachse jetzt nach N-S weist, und durch Drehen um diese Achse wie oben verfahren.

Da die Messung nach der Nullmethode geschieht, wobei das Rohr als Indikatorinstrument dient, so braucht man die Steilheit der Charakteristik des Rohres nicht zu kennen und ist auch frei von der Annahme, daß sie in dem in Frage kommenden Bereich geradlinig ist.

Bei der praktischen Durchführung dieses Planes tritt nun noch eine gewisse Schwierigkeit auf, deren Überwindung für eine erfolgreiche Konstruktion des Apparates wesentlich war.

Der geringen Intensität des Erdfeldes entsprechend müssen große Anforderungen an die *Konstanz des Anodenstromes* gestellt werden. Bei einer Steilheit der Charakteristik von 1 mA/Gauß ruft eine Feldänderung von 20 γ eine Anodenstromänderung von $2 \cdot 10^{-7}$ A hervor. Die ungewünschten Schwankungen des Anodenstromes dürfen also diesen Betrag nicht erreichen, wenn eine Fehlergrenze von 40 γ angestrebt wird. Bei einer transportablen Apparatur ist diese Forderung nicht leicht zu erfüllen. Erschwerend tritt noch hinzu, daß das Rohr bei der Messung bewegt werden muß. Da die Meßgenauigkeit nicht herabgesetzt werden kann, ohne den Apparat wertlos zu machen, mußte versucht werden, die Hauptursachen der unkontrollierbaren Schwankungen des Anodenstromes zu beseitigen.

Für diese Schwankungen sind vor allem der Gasgehalt der Röhre und die unvermeidlichen Heizstromänderungen verantwortlich zu machen.

Die Erreichung eines hohen Vakuums ist durch sorgfältiges Ausheizen und Pumpen des Rohres möglich; der große Einfluß des Heizstromes wurde durch eine besondere Schaltung ausgeglichen.

Bekanntlich hat im Sättigungsgebiet eine Änderung des Heizstromes von 1% eine Anodenstromänderung von 10—20% zur Folge. Bei dem magnetisch gedrosselten Anodenstrom ist diese Beeinflussung zwar geringer und ferner fast unabhängig davon,

[1]) Über die Justierung des Magnetrons s. u.

ob man im Sättigungs- oder im Raumladungsgebiet arbeitet. Immerhin dürfte ohne Anwendung besonderer Vorsichtsmaßregeln die Meßgenauigkeit nicht unter 1% gedrückt werden können. — Die im folgenden angegebene „*Unempfindlichkeitsschaltung*“ befreit den Anodenstrom vom Einfluß aller praktisch vorkommenden Heizstromschwankungen.

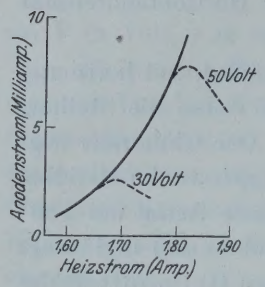


Abb. 2.
Abhängigkeit des Anodenstromes vom Heizstrom. Der Heizstrom erzeugt selbst das Hilfsfeld.

Da eine Vergrößerung des Heizstromes eine Vergrößerung, eine Vergrößerung des Hilfsmagnetfeldes dagegen eine Verkleinerung des Anodenstromes bewirkt, so lag es von vornherein nahe, das Hilfsmagnetfeld durch den Heizstrom selbst hervorbringen zu lassen, da sich dann u. U. die erwähnten beiden entgegengesetzten Einflüsse kompensieren können.

Von den zu diesem Zwecke angestellten Versuchen seien hier zwei angeführt, die das Wesentliche zeigen.

Bei den Anodenspannungen 30 und 50 V wurde der Anodenstrom als Funktion des Heizstromes, der hierbei durch die Hilfsmagnetspule geleitet wurde, aufgenommen. In der Tat biegt der Anodenstrom bei einer gewissen Heizstromstärke (Abb. 2) von seiner Sättigungskurve ab, erreicht ein Maximum und fällt dann ab.

Das Maximum aber, welches die gewünschte Unempfindlichkeit anzeigt, ist so wenig verschieden von dem Werte des Anodenstromes, der dem Hilfsfelde Null entspricht, m. a. W, liegt so dicht am oberen Knick der Charakteristik, daß die hier vorhandene Empfindlichkeit gegenüber Magnetfeldänderungen bei weitem zu gering ist. Es erscheint auch nicht möglich, die gewünschte Wirkung durch andere Dimensionierung der Anode oder der Spule zu erreichen. Allenfalls läßt sich ein steiles Maximum erzielen, welches aber wegen seiner Steilheit praktisch nicht verwendet werden kann.

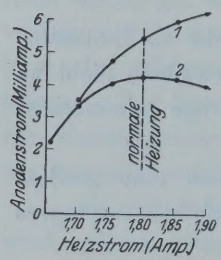


Abb. 3.
Abhängigkeit des Anodenstromes vom Heizstrom mit konstant. Hilfsfeld: 1. ohne, 2. mit Unempfindlichkeitsschaltung.

Um das Maximum abzuflachen und gleichzeitig an die richtige Stelle der Charakteristik zu verlegen, darf der Heizstrom nicht das gesamte Hilfsfeld, sondern nur einen Teil desselben erzeugen. Der Rest muß dann durch den konstanten Strom einer Batterie hervorgebracht werden. Die Abb. 3 zeigt, daß mit dieser Schaltung der Anodenstrom von allen praktisch vorkommenden Heizstromänderungen unabhängig ist [1]).

Der Apparat ist im einzelnen folgendermaßen eingerichtet.

Das Elektronenrohr (Magnetron) (Abb. 4) hat eine zylindrische Anode von ca. 16 mm Durchmesser und 50 mm Länge aus Molybdänblech. Das eine Ende des umgebenden Glasrohres ist sockelartig nach innen eingestülpt und trägt einen Haltering aus Mo-Blech, an dem der Anodenzylinder mittels dreier Stützen aus Mo-Draht befestigt ist. Als Elektronen-

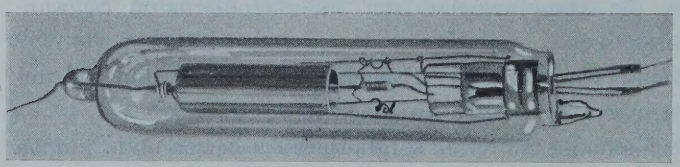


Abb. 4. Magnetron.

[1]) Die von A. W. Hull (*Phys. Rev.* **22.** *S. 289 ff. 1923*) angegebene Unempfindlichkeitsschaltung will die Schwankungen der Anodenstromquelle unwirksam machen, damit auch die von einem Generator erzeugte Spannung als Anodenspannung benutzt werden kann. Da die Verwendung einer kleinen handlichen Anodenbatterie keine Schwierigkeit bietet, ist die Anwendung dieser Schaltung im vorliegenden Falle unnötig. Sie käme auch wegen der bei ihr notwendigen dauernden großen Verlustleitung der Anodenstromquelle für eine transportable Apparatur nicht in Frage.

quelle dient ein Wolframdraht von 2 cm Länge, der bei einem Heizstrome von 2 A eine Emission von 15 mA gibt. Er ist möglichst genau in die Achse des Anodenzylinders gebracht und wird durch eine elastische Feder straff gehalten. Die Spannfeder wird dabei nicht vom Heizstrom durchflossen. Aus Stabilitätsgründen wird die Zuführung zum Glühdraht, durch Glas isoliert, nochmals an der Anode gehalten. Die Zuführung des Heizstromes geschieht an den beiden Enden des Glasrohres, die Anodenausführung ist ebenfalls an ein Ende des Glasrohres verlegt. Die Röhre ist nach dem üblichen Verfahren ausgeheizt und evakuiert.

Das Magnetron ist zunächst in einem Messingrohr, welches zur Entlüftung mit Längsschlitzen versehen ist, fest gefaßt. Dieses Fassungsrohr befindet sich in einem weiteren Rohr, in dem es mit einem Ende durch zwei Anlager und eine Gegenfeder, mit dem anderen Ende mittels vier Stellschrauben festgelegt werden kann.

Auf dieses weitere Rohr sind die „Unempfindlichkeitsspule", die vom Heizstrom durchflossen wird, und die Spule für das Hilfsfeld gewickelt.

Das ganze System ist in einem Leichtmetallzylinder befestigt, der die Helmholtzspule trägt. Die Windungen dieser Spule liegen in Nuten, deren Breite 1 cm und deren Abstand von Mitte zu Mitte 9,993 cm beträgt. Der Durchmesser der in ihnen liegenden je 10 einlagigen Drahtwindungen ist 20,03 cm, von Drahtmitte zu Drahtmitte gemessen[1]). Das Magnetfeld F in der Spulenmitte ergibt sich also zu

$$F = 0{,}8990 \cdot J \text{ (Gauß)},$$

wo J die Stromstärke in A bedeutet.

Auf die Endflächen des äußersten Metallzylinders können Hauben aus Aluminiumblech aufgesetzt werden, die das innere System vollständig abschließen.

An entsprechend verdickten Stellen der Zylinderwand sind zwei Messingrohre durchgeführt (an zwei diametral entgegengesetzt liegenden Stellen, in halber Höhe des Zylinders), die außerhalb des Zylinders gelagert sind und als Zapfen bei der Drehung um die horizontale Achse dienen. Sie nehmen ferner die 3- bzw. 4-adrigen Gummischlauchleitungen auf, in denen dem beweglichen System der Strom zugeführt wird. Durch übergezogene Gummischlauchstücke werden die Leitungen fest in die Rohre eingepaßt. Alle stromführenden Drähte sind also bis in hinreichende Entfernung von der Anode starr mit dem drehbaren System verbunden, und beim Drehen tritt keine Änderung des von ihnen herrührenden Magnetfeldes relativ zum gedrehten System ein. Die Stromführung in den Kabeln ist außerdem so gewählt, daß die Hin- und Rückführung je eines Stromkreises durch dasselbe Kabel geschieht.

Die erwähnten Rohre sind in einer Gabel aus Leichtmetall gelagert, wobei zwei Ringe die seitliche Führung geben.

Auf eines der Rohre ist eine Scheibe mit vier in radialer Richtung verlaufenden und um 90^0 gegeneinander versetzten V-förmigen Nuten aufgesetzt, in die ein an der Gabel angebrachter Dorn einschnappt. Diese Sperrvorrichtung dient zur Festlegung des Systems bei der Messung der Horizontalintensität und als 180^0-Anschlag bei der Vertikalintensitätsmessung.

Der Stiel der Gabel ist als Messingkonus ausgebildet. Der Konus dreht sich in einem Mantelstück aus Messing, welches in den Mittelteil des aus Leichtmetall gegossenen Fußgestelles eingelassen ist.

---

[1]) Die Messungen erfolgten mit einer Präzisionsschieblehre mit Millimetereinteilung, deren Nonius die $^1/_{50}$ mm abzulesen gestattet.

Durch eine ringförmige Verbindung der drei Fußschrauben des Gestelles wird bei geringem Gewicht die notwendige Stabilität erreicht.

Mit dem Fußgestell starr verbunden ist ein in ganze Grade eingeteilter Horizontalkreis, auf dem ein mit der Gabel mitgedrehter Zeiger abgelesen werden kann.

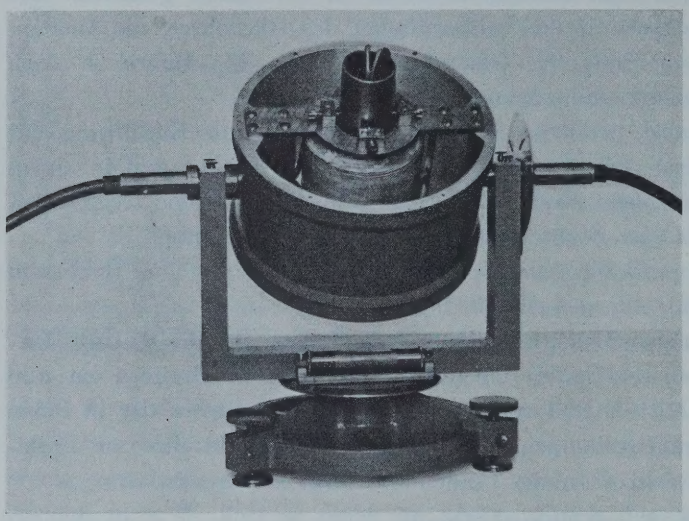


Abb. 5. Gesamtansicht des Apparates, Schutzhauben abgenommen.

Eine Gesamtansicht des Apparates gibt Abb. 5 [1]).

Die Schaltung des Magnetrons und der Spulen ist aus der Schaltskizze Abb. 6 ersichtlich.

Als Heizbatterie dienen zwei Varta-Akkumulatoren, Type L 3, für die Hilfsmagnetspule (1 A) und die Meßspule (0,5 bis 1 A) genügen kleinere Zellen (L 2 bzw. L 1). Die Anodenspannung wird von einer Radioanodenbatterie von 30 Zellen geliefert, die alle einzeln ausgeführt sind, sodaß auch eine beliebige andere Spannung abgegriffen werden kann. Einige Zellen dieser Batterie werden als Kompensationsbatterie benutzt.

Die Ablesung des Anodenstromes erfolgt in Kompensationsschaltung. Der Kompensationswiderstand ist so groß gewählt, daß die Empfindlichkeit des benutzten Nullgalvanometers (1 Sk. T. $= 3 \cdot 10^{-6}$ A) voll ausgenutzt wird. Einige Hundert Ohm des Widerstandes sind, als Schiebewiderstand, stetig zu verändern, um die Einstellung des Nullgalvanometers bequem vornehmen zu können.

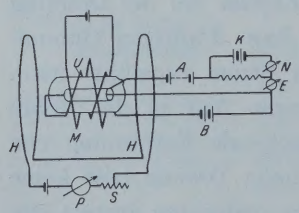


Abb. 6. Schaltskizze.
A Anodenbatterie, *B* Heizbatterie, *E* Milliamperemeter zur Messung der Emission, *H* Helmholtzspule, *K* Kompensationsbatterie, *M* Hilfsmagnetspule, *N* Nullgalvanometer, *P* Präzisionsamperemeter, *S* Schiebewiderstand, *U* Unempfindlichkeitsspule.

Die Messung des Stromes in der Helmholtzspule geschieht mit einem Präzisionsdrehspulamperemeter mit einem Meßbereich von 100 Skalenteilen für 1 A. Zur Einstellung und Feinregulierung dienen zwei parallel geschaltete Schiebewiderstände.

Alle sonstigen Widerstände sind kurze Bänder aus Widerstandsmaterial, um das Gewicht der Apparatur nicht unnötig zu erhöhen. Das Gesamtgewicht ist trotzdem immer noch sehr hoch (40 kg), 25 kg entfielen davon auf die Akkumulatoren [2]).

Die Nebenapparate befinden sich wegen ihrer störenden Magnetfelder bei der Messung in etwa 4 m Entfernung vom Hauptapparat. Der Beobachter, der den Apparat bedient, muß also das Kompensationsinstrument mittels Fernrohr ablesen.

---

[1]) Der Apparat ist in der Werkstatt des Physikalischen Instituts der Bergakademie Clausthal angefertigt.

[2]) Die Akkumulatoren sind so dimensioniert, daß mit einer Aufladung etwa 10 vollständige Bestimmungen ausgeführt werden können. Bei Benutzung eines etwas dünneren Heizfadens mit entsprechend geringerem Heizstrom ließe sich das Akkumulatorengewicht verringern.

Bei Verwendung eines eisenfreien und feldlosen Schiebewiderstandes kann das Helmholtzfeld ebenfalls von diesem Beobachter eingestellt werden. Im anderen Falle ist dazu ein zweiter Beobachter nötig.

Vor der *Messung* wird der Anodenstrom in den steilen Bereich der Charakteristik verlegt. Das geschieht am schnellsten folgendermaßen. Das Rohr wird zunächst ohne Hilfsfeld so weit geheizt, daß das Anodenamperemeter die gewünschte Emission anzeigt[1]). Dann wird das Hilfsfeld eingeschaltet und seine Stärke durch geeignete Wahl eines Vorschaltwiderstandes derart eingestellt, daß der Anodenstrom auf etwa die Hälfte seines Betrages fällt. Mittels des Schiebewiderstandes im Anodenkreis oder durch Zu- oder Abschalten einer Zelle der Kompensationsbatterie läßt sich nun das Nullgalvanometer leicht auf „null" bringen. Nach Prüfung der Justierung (s. u.) ist der Apparat dann fertig zur Messung.

Da man für die Vertikalintensitätsmessung die Meridianrichtung braucht, empfiehlt es sich, zunächst die Horizontalintensität, bei der man die Meridianrichtung mit erhält, zu bestimmen (wie oben beschrieben).

Bei der Vertikalintensitätsmessung werden nicht die Extrema des Anodenstromes aufgesucht, sondern Ausgangs- und Endlage vor und nach der Drehung durch horizontale Windungsebene der Helmholtzspule definiert. Diese Horizontierung erfolgt einmalig durch Aufsetzen einer Libelle auf der zu den Nuten der Helmholtzspule parallelen Endfläche des äußeren Zylinders. In dieser Stellung des Systems wird die oben erwähnte Sperrscheibe mit eingeschnapptem Dorn auf der horizontalen Achse festgezogen. Diese Messung wird mit dem um 180° um die vertikale Achse gedrehten Apparat wiederholt.

Zum Schluß seien einige Bemerkungen zur *Meßgenauigkeit* und *Justierung* gemacht.

Der subjektive Fehler ist bedingt durch den Fehler bei der Ablesung der Strommesser. Bei einer angestrebten Meßgenauigkeit von 40 γ kann die Messung des Stromes in der Helmholtzspule direkt (ohne Kompensation) vorgenommen werden. Der zur Messung eines Feldes von 0,4495 Gauß (halber Spulenfaktor) erforderliche Strom von der Stärke 1,000 A wird durch hundert Skalenteile des Präzisionsamperemeters angezeigt. Nimmt man an, daß die Zehntel Skalenteile, die also 45 γ entsprechen, noch richtig abgelesen werden, was für einen geübtenBeobachter keine Schwierigkeit bietet, so wird man den aus dem Ablesefehler entspringenden Fehler der Feldmessung mit etwa 20 γ einzuschätzen haben.

Die Einstellung dieses Stromes aus der Beobachtung des Nullgalvanometers im Anodenkreis bringt dabei keine Fehlervergrößerung mit sich, da sich die Empfindlichkeit des Nullgalvanometers genügend groß machen läßt.

Die Reproduzierbarkeit der Messungen ist durch lange Versuchsreihen sichergestellt. Die Streuung der Werte lag immer innerhalb von 40 γ. Treten größere Nullpunktswanderungen auf, so wird man vor der eigentlichen Messung einige Blindeinstellungen vornehmen, um den Einfluß der dann im Rohrinneren offenbar eintretenden Wandaufladungen oder Wärmeeffekte zu beheben.

Es bleiben noch etwaige systematische Fehler zu betrachten.

Die Abmessungen der Helmholtzspule sind genügend genau festzulegen und auszumessen. Eine Irrung bei der Bestimmung des Durchmessers (bzw. des Abstandes der beiden Einzelspulen) um $^1/_{10}$ mm würde bei der Messung eines Feldes von 40000 γ erst einen Fehler von 8 γ (bzw. 24 γ) hervorrufen.

---

[1]) Man unterheizt zweckmäßig bis zur halben normalen Emission.

Die Homogenität ihres Feldes ist für die angestrebte Meßgenauigkeit vollkommen ausreichend: Mit Berücksichtignng der Nutenbreite bleibt innerhalb des in Frage kommenden Anodenraumes die radiale Feldkomponente und der Unterschied der axialen Komponenten unter dem $2 \cdot 10^{-4}$fachen der Feldstärke in der Spulenmitte [1]).

Ein systematischer Fehler in der Strommessung ist bei einem geeichten Präzisionsamperemeter nicht zu erwarten. Natürlich muß bei Benutzung eines Drehspulinstrumentes die Meridianrichtung berücksichtigt und das Instrument annähernd horizontiert sein.

Schwieriger ist der Einfluß der Unsymmetrie zu übersehen, die gegeben ist durch die unvollkommene Zentrierung des Glühdrahtes in der Achse des Anodenzylinders, durch die Abweichung der Form der Anode von der idealen Zylinderform und durch die Nicht-Parallelität von Glühdraht, Hilfsmagnetfeld und Helmholtzfeld. Im folgenden soll gezeigt werden, daß diese Gegebenheiten durch geeignete Justierung des Rohres einflußlos gemacht werden können.

Ein bloßes Parallelverschobensein des Glühdrahtes aus der Achse der Anode kann keinen systematischen Fehler bedingen, da hierdurch nur eine Verringerung der Steilheit und damit der Meßempfindlichkeit hervorgerufen wird.

Um den allgemeinen Fall der Unsymmetrie zu betrachten ist es zweckmäßig, eine mit dem drehbaren System starr verbundene Richtung zu definieren, die wir „Rohr-Richtung“ nennen wollen und die gegeben sein soll als die Richtung, in der ein von außen an das System herangebrachtes Magnetfeld den Anodenstrom maximal beeinflußt. Bei einem Idealapparat ist diese Richtung identisch mit der Richtung des Glühdrahtes, der Achse der Anode und der Richtung des Hilfsmagnetfeldes.

Dreht man das System gegenüber einem im Raume festen äußeren Magnetfeld, so wird der Anodenstrom dann Extrema haben, wenn die Rohr-Richtung mit der Richtung dieses festen Magnetfeldes zusammenfällt. Um mit dem Apparat richtige Ergebnisse zu erzielen, muß also die Rohr-Richtung mit der Richtung des Helmholtzfeldes parallel gemacht werden.

Einen Neigungsfehler (Neigung der Rohr-Richtung gegen die Ebene senkrecht zur horizontalen Drehachse) erkennt man aus der Verschiedenheit der Meridianeinstellungen, die man in den beiden Stellungen erhält, in denen die Windungsebene der Helmholtzspule vertikal steht [2]). Dieser Neigungsfehler läßt sich mittels der beiden Stellschrauben beseitigen, die das zu justierende Rohr parallel zur horizontalen Drehachse führen. Entsprechend korrigiert man den Kippungsfehler (Kippung der Rohr-Richtung gegen die Ebene, die senkrecht auf der Windungsebene der Helmholtzspule steht und durch die horizontale Drehachse geht), indem man mittels der beiden anderen Stellschrauben das Rohr so justiert, daß sich für die Horizontalintensität nach der Methode des Durchschlagens um die horizontale Achse (die für die eigentliche Messung nicht vorgesehen ist) in den beiden Stellungen des Systems, in denen diese Achse nach $O—W$ gerichtet ist, der gleiche Wert ergibt.

Der nach der normalen Methode (Drehen um die Vertikalachse) erhaltene Wert für die Horizontalintensität wird vom Kippungsfehler nicht beeinflußt, da die wirksame Feldänderung bei einer Kippung der Rohr-Richtung um den Winkel ε hier den Betrag hat $T\cos(i+\varepsilon)+T\cos(i-\varepsilon)$ oder $2T\cos i\cdot\cos\varepsilon$ (wo T die Totalintensität, i die Inklination bedeutet), das aufzuwendende Kompensationsfeld H' aber ebenfalls nur als $H'\cos\varepsilon$ wirksam ist.

[1]) Siehe H. Nagaoka, *Phil. Mag.* ***41.*** *S. 377. 1921.* Der geringe Unterschied, der zwischen Radius und Abstand der Einzelspulen vorhanden ist, beeinflußt die Homogenität nicht.

[2]) Hierbei ist natürlich vorausgesetzt, daß die Windungsebene der Helmholtzspule parallel zur horizontalen Drehachse liegt.

Auch die normale Messung der Vertikalintensität (horizontale Drehache $N—S$) ist aus demselben Grunde unabhängig vom Kippungsfehler, falls in der Ausgangs- und Endlage die Windungsebene der Helmholtzspule horizontal liegt. Allerdings werden die Extrema des Anodenstromes dann, entsprechend der Größe des Kippungsfehlers, gegenüber diesen beiden Lagen verschoben sein.

Ein Neigungsfehler δ beeinflußt die Vertikalintensitätsmessung nicht, die Horizontalintensitätsmessung nur in geringer Weise, da hier als Faktor des aufgewendeten Feldes der $\cos\delta$ auftritt. Es genügt also, bei der Justierung die beiden Meridianeinstellungen auf etwa 3 bis 4^0 aneinander anzunähern.

Eine Änderung der Lage des Glühdrahtes relativ zur Anode während der Messung, die ferner zu einem systematischen Fehler Anlaß geben könnte, ist nicht zu befürchten, da sich bei der Horizontalintensitätsmessung die Richtung der Schwerkraft für das System nicht ändert und bei der Messung der Vertikalintensität der Glühfaden in den beiden Meßstellungen parallel zur Schwerkraft gerichtet ist, also keine Kräfte auftreten, die eine seitliche Verlagerung verursachen können.

Zum Schluß sei noch der Fehler untersucht, der bei der Horizontalintensitätsmessung auftritt, wenn die hier vorzunehmende Drehung um die vertikale Achse zwar mit richtig justiertem Rohr aber nicht genau vertikal gestellter Windungsebene der Helmholtzspule erfolgt. Da für die Anodenstromänderung die Summe der Projektionen der Totalintensität in den beiden Meridianstellungen maßgebend ist, diese Summe sich aber nur mit dem Kosinus des Neigungswinkels ändert, ist hier eine Neigung bis zu 2^0 unbedenklich. Die Vertikalstellung der Windungsebene der Helmholtzspule mittels der oben erwähnten Sperrvorrichtung ist also mehr als ausreichend.

Mit Berücksichtigung aller dieser Umstände wird also die erreichbare Meßgenauigkeit beider Komponenten des Erdfeldes auf etwa 40 γ einzuschätzen sein.

Ein *Einfluß der Temperatur* auf die Angaben des Apparates ist nur insofern zu erwarten, als das Amperemeter für das Helmholtzfeld einen Temperaturkoeffizienten besitzt, den man durch einen besonderen Versuch bestimmt.

Hier mag auch erwähnt sein, daß die bei Inbetriebnahme eintretende ungleiche Erwärmung des Rohres mitunter eine Nachjustierung notwendig macht.

Vergleichsmessungen im Laboratorium nach anderen Methoden waren durch magnetische Störungen behindert, sodaß trotz der erzielten Übereinstimmung eine *Kontrollmessung* an einem Orte bekannter Intensität erwünscht war.

Zu diesem Zwecke wurde mit dem Apparat im Potsdamer Meteorologisch-Magnetischen Observatorium die Vertikal- und die Horizontalintensität bestimmt [1]). Die Messung geschah am 10. Mai 1928 im dortigen absoluten Haus und hatte, obwohl ein recht unvollkommenes Indikatorrohr [2]) benutzt werden mußte, ein zufriedenstellendes Ergebnis.

Die mittlere Abweichung der Einzelwerte eines Satzes von 9 Beobachtungen betrug 40 γ. Die Mittelwerte differierten gegen die richtigen Werte derselben Zeit um $-10\ \gamma$ bei der Horizontalintensität und $-30\ \gamma$ bei der Vertikalintensität.

---

[1]) Auch an dieser Stelle sei es mir erlaubt, Herrn Geh. Rat Prof. Dr. Ad. Schmidt für die Ermöglichung der Potsdamer Messungen und für sein liebenswürdiges Interesse meinen besten Dank auszusprechen.

[2]) Das verwendete Rohr zeigte in hohem Maße die Eigentümlichkeit der Wandaufladung, kenntlich an einem großen Nullpunktsgang zwischen den beiden Einstellungen. Außerdem befanden sich einige Glassplitterchen im Rohr, die sich bei der Vertikalintensitätsmessung störend bemerkbar machten.

Relaisgalvanometer.

Von
Rudolf Sewig in Berlin.

Die rein optische Vergrößerung der Ausschläge von Spiegelinstrumenten (Galvanometer, Ausdehnungsmesser usw.) durch mehrfache Reflexion an dem Drehspiegel und einem festen Spiegel, wie sie im Laboratorium gelegentlich mit Vorteil verwendet wird, findet in der Größe und der optischen Beschaffenheit der Spiegel rasch eine obere Grenze. Von Turlyghin[1]) ist kürzlich gezeigt worden, wie man durch Reflexion des Lichtzeigers an gekrümmten Spiegeln oder durch Brechung in einem Glaskörper mit zylindrischer Begrenzungsfläche eine optische Multiplikation der Ausschläge erzielen kann. Auch diese Methoden, die überdies noch andere Nachteile haben, erfordern Spiegel mit guten optischen Eigenschaften, wie sie bei den aus ganz dünnem Glas bestehenden kleinen Galvanometerspiegelchen nicht immer leicht zu erreichen sind. Außerdem ist eine sehr saubere Fassung des Spiegels nötig, da erfahrungsgemäß die kleinste Verspannung Zerrbilder verursacht. Abweichend davon ist bei dem Verfahren von Moll[2]), das bereits früher von Wilson und Epps[3]) angegeben wurde, die optische Beschaffenheit des Spiegels unwesentlich. Man kann mit dem Mollschen Thermorelais leicht jede wünschenswerte Verstärkung des Galvanometerausschlags, also die durch die Brownsche Bewegung gegebene, natürliche obere Grenze der Empfindlichkeit erreichen.

Es besteht kein Zweifel, daß es sich bei der Entwicklung eines neuen Instrumentes nicht um eine Erhöhung des Verstärkungsfaktors handeln konnte, sondern nur um eine Vereinfachung des ganzen Sekundärapparates (Thermorelais + Galvanometer) zum Zwecke einer einfachen Handhabung und Verbilligung.

Der Gedanke, Thermoelement und Galvanometer elektrisch und mechanisch zu einer Einheit zu verbinden, ist nicht neu und hat in dem Mikroradiometer von Boys u. a. seine Anwendung gefunden. Im wesentlichen stellt der im folgenden beschriebene Apparat ein Mikroradiometer dar, welches als lichtempfindlichen Teil ein lineares Differential-Thermoelement enthält, ähnlich dem Mollschen Thermorelais. Es dient also nicht wie das Mikroradiometer zur Messung von Intensitäten, sondern mißt die Verschiebungen eines durch den Drehspiegel des Primärgalvanometers auf das Thermoelement reflektierten Lichtfleckes konstanter Intensität dadurch, daß infolge mehr oder weniger starker Erwärmung der einen oder anderen Lötstelle ein Strom verschiedener Stärke und Richtung in der Spule fließt.

An das Relaisgalvanometer sind die folgenden Anforderungen zu stellen: Die zu der Schwingungsdauer des Primärgalvanometers additiv hinzukommende Einstellzeit des Multiplikators muß so klein sein, daß nicht die Vorteile der Verwendung schnell schwingender Primärgalvanometer verloren gehen. Als praktisch noch brauchbarer Wert wurden zwei Sekunden angenommen, was auch ungefähr der Einstellzeit des Mollschen Thermorelais entspricht und worin die thermische Trägheit und die Einschwingzeit der Spule im Magnetfeld einbegriffen sein soll. Die Verstärkung $\frac{\operatorname{tang}\alpha_2}{\operatorname{tang}\alpha_1}$

---

[1]) Turlyghin, *Diese Zeitschr.* **48.** *S. 187—191. 1928.*

[2]) Moll und Burger, *Zeitschr. f. Physik.* **35.** *S. 109. 1925.* Referat in *dieser Zeitschr.* **46.** *S. 543. 1926.*

[3]) Wilson und Epps, *Proc. Phys. Soc.* **32.** *S. 328. 1920.* — Hill, *Journ. Scient. Instr.* **4.** *S. 457. 1927.*

soll größenordnungsweise 10^2 bis 10^3 betragen. Das Instrument soll einfach zu bedienen und leicht transportabel sein.

Der Versuchsapparat, der im folgenden beschrieben werden soll, wurde ursprünglich zu einem anderen Zweck gebaut und erfüllt diese Anforderungen deshalb nur teilweise, weil ein Thermoelement aus ziemlich dicken Blechen benutzt wurde. Die Einstellzeit betrug etwa 4 sec, die Verstärkung immerhin etwa 200 bei Verwendung einer gewöhnlichen 25 kerzigen Spiraldrahtlampe, die infolge der Weitläufigkeit des Leuchtkörpers eine relativ ungünstige Beleuchtung des Thermostreifens ergab. Sowohl Einstellzeit als Empfindlichkeit lassen sich durch Einbau eines dünneren Thermostreifens wesentlich günstiger gestalten.

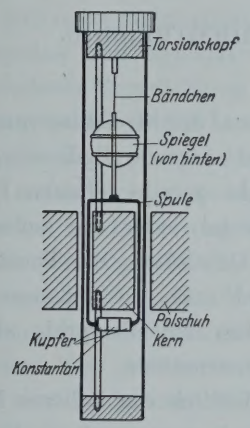


Abb. 1.

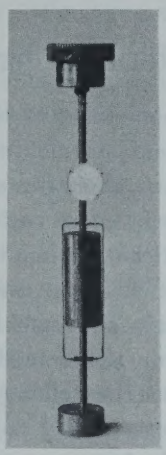


Abb. 2.

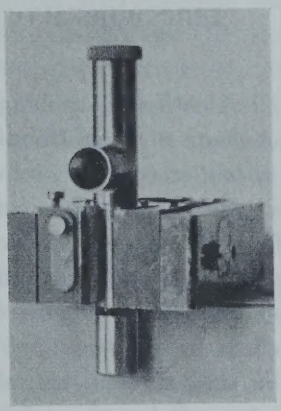


Abb. 3.

Das System des Relaisgalvanometers in der Versuchsausführung (Abb. 1 und 2) bestand aus einer einfachen rechteckigen Schleife (ca. 10×25 mm^2) aus Kupferdraht von 0,25 mm Durchmesser mit einer einmaligen Seidenumspinnung, die mittels eines oben axial angelöteten kurzen Stückes Kupferdraht an dem Aufhängedraht (Phosphorbronze- bzw. Konstantanband von $0{,}2 \times 0{,}015$ mm^2 Querschnitt) angelötet war. An der Achse war ein aus zwei dünnen Kupferdrähtchen gebogenes Körbchen angelötet, in welchem spannungsfrei ein Spiegel von 10 mm Durchmesser ruht. Am unteren Ende ist die Drahtschleife durch das Thermoelement geschlossen. Dasselbe besteht aus zwei je 20 μ dicken, ca. 1,3 mm breiten Kupferblechstreifen, zwischen denen ein gleich dicker Konstantanstreifen eingelötet wurde. Die Lötung wurde unter Aufwand eines Minimums an Lot so ausgeführt, daß die Berührungsfläche der Drähte nur etwa 0,1 mm breit wurde. Der Thermostreifen wurde zwecks Erhöhung der Absorption mit einer dünnen Schicht kolloidalem Kohlenstoff bedeckt. Bei einer späteren Ausführung soll der Thermostreifen wesentlich dünner ausgewalzt und die Spule zwischen zwei axialen Fäden ausgespannt werden, um eine größere Unabhängigkeit von der Güte der Justierung zu erreichen. Dagegen wird es sich erübrigen, die Anordnung ins Vakuum zu setzen, da der erforderlichen Vergrößerung der Empfindlichkeit durch ein genügend dünnes Thermoelement bereits entsprochen wird und der Vakuumeinbau verschiedene Nachteile hat: Erhöhung der Einstelldauer, Komplizierung der Fenster, Zerbrechlichkeit, Unmöglichkeit, das System leicht herauszunehmen, schließlich die höheren Herstellungskosten. —

Den Zusammenbau des Systems mit dem zur Konzentration der Kraftlinien dienenden Kern aus weichem Eisen zu einer leicht aus dem Schutzrohr zu nehmenden Einheit zeigen die Abb. 1 und 2 genügend deutlich. Abb. 3 gibt die Außenansicht der Versuchsausführung.

Als ein weiterer Vorteil des neuen Relaisgalvanometers kann die Unempfindlichkeit gegenüber schleichenden Thermokräften gelten, wie sie durch Inhomogenitäten der Drähte und sonst leicht durch zufälliges Berühren außen angebrachter stromführender Teile (Klemmen) entstehen oder auch schon nur durch unsaubere Kontakte.

Die Firma E. Leybold's Nachf. A.G. in Köln-Bayenthal hat die Fabrikation des Apparates übernommen.

Eine objektive Charakteristik der Saiteninstrumente.

Von
Alfred Seiffert in Charlottenburg.

Die richtige Beurteilung der Saiteninstrumente und zumal der Streichinstrumente, die nicht nur für den Händler, sondern auch für den Künstler große Bedeutung besitzt, ist außerordentlich schwierig. Sieht man von den nicht gerade seltenen Fällen ab, wo der Hauptwert auf die angebliche Herkunft (den Zettel) oder die äußerliche Schönheit gelegt wird, so ist doch die Schätzung der inneren Qualitäten, der Tonstärke, Klangschönheit und Tragweite, subjektiv so verschieden und auch von äußeren Umständen abhängig, daß sie weder einen sicheren Maßstab für den Kaufpreis abgibt noch einen brauchbaren Anhalt für die Herstellung neuer Instrumente.

So sind es denn bis auf den heutigen Tag fast ausschließlich die äußeren Merkmale, die auf den Geigenbau (wie wir hier zusammenfassend sagen wollen) Einfluß gewonnen haben: bestimmte Arten von Hölzern, die Dichte der Jahresringe, die Form der Umrisse und der Wölbungen, die Stärke der Brettchen, der Lack u. a. m. Und wenn dann trotz aller angewendeten Sorgfalt das Produkt doch nicht ganz den Erwartungen entspricht, so ist der Geigenmacher im allgemeinen völlig ratlos. Was Wunder, daß da alle möglichen Vermutungen aufgetaucht sind über gewisse angebliche Geheimnisse der alten italienischen Meister in bezug auf die Präparierung der Hölzer, die Anpassung der Brettchen aneinander, die genaue Herstellung der Form, die Zusammensetzung des Lackes usw.

Physikalische Gründe haben sich bisher dafür nicht auffinden lassen. Nur die Großmannsche Abstimmungstheorie behauptet eine akustische Anpassung der beiden Hauptbrettchen und bildet so schon einen gewissen Übergang zur Heranziehung objektiver, physikalischer Eigenschaften der Bestandteile; bei genauerer Betrachtung dieser Theorie schwebt sie aber doch hinsichtlich ihrer wissenschaftlichen Begründung noch derart in der Luft, daß man es den praktischen Geigenbauern nicht verübeln kann, wenn sie große Bedenken tragen, sie als ein zuverlässiges Mittel zur Erreichung der italienischen Klangschönheit zu betrachten.

Die ersten Versuche, die Tonqualitäten guter Instrumente objektiv darzustellen, sind wohl von englischen Physikern (Barton und Mitarbeiter)[1]) angestellt worden, denen es gelang, die Schwingungen verschiedener Punkte der Geige auf photographischem Wege zu fixieren. Ihre sehr zahlreichen Aufnahmen zeigen die Mannigfaltigkeit der entstehenden Kurven in Abhängigkeit von der Saite, der Tonhöhe, der Abnahme-

[1]) *Phil. Mag. Serie 6, Bd. 10, 12, 13, 18 und 20 (1905—1910).*

stelle und der Art der Tonerzeugung (Zupfen oder Anstreichen unter verschiedenem Druck und bei verschiedener Anstreichstelle). Solche Kurven sind von dem Verfasser mit einem ähnlichen Apparat ebenfalls aufgefunden worden[1]), wenn auch aus erklärlichen Gründen nicht in gleicher Zahl und Güte, sie sind aber wohl kaum geeignet, der Praxis des Geigenbaus irgendwelchen Anhalt oder Wink zu geben. Die rein theoretischen Konsequenzen, die sich aus ihnen ziehen lassen[1]), sind den englischen Forschern wohl entgangen oder lagen gar nicht in ihrer Absicht. Sie haben aber auch schon die aus den F-Löchern austretenden Luftwellen durch ihre Kurven darstellen können und sind dadurch auch die Vorläufer für die groß angelegten und mit reichen Mitteln durchgeführten Untersuchungen von Kasansky und Rschevkin in Moskau über die „Klangfarbe der menschlichen Stimme und der musikalischen Streichinstrumente“[2]).

In den hier veröffentlichten Schwingungskurven für Töne verschiedener Höhe von mehreren mehr oder weniger guten Instrumenten besitzen wir sicherlich die erste allgemeine und objektive Charakterisierung von Streichinstrumenten, aus der sich wohl bei weiterer Verarbeitung allgemeine Gesetze über die Güte eines Instruments ableiten lassen würden. Die Frage, ob auch der Geigenbau daraus Vorschriften für den Neubau oder die Reparatur von Instrumenten gewinnen könne, muß indessen verneint werden: man ersieht zwar, welche Obertöne mehr oder weniger stark in dem Gesamtklang enthalten sind, vermag aber nicht im geringsten daraus zu beurteilen, auf welcher technischen Eigenschaft des Instruments ihr Auftreten oder Fehlen beruht. Nur der Instrumentenhandel könnte einen Vorteil davon haben, daß sich durch eine derartige Prüfung die Gleichartigkeit eines in Frage stehenden Instruments mit einem schon fixierten Typ nachweisen läßt. Außerdem dürfte eine derartige Geigenuntersuchung wohl auch bedeutend mühsamer und kostspieliger sein, als eine ärztliche Untersuchung, selbst bei dem teuersten Spezialisten.

Da bietet nun die soeben erwähnte „Theorie der Geige auf mechanischer Grundlage“ die Möglichkeit zu einer einfacheren und billigeren Prüfung, die auch gleichzeitig dem Geigenbauer gewisse etwa vorhandene Konstruktionsfehler erkennbar macht und ihre Beseitigung ermöglicht. Diese Methode der Charakterisierung soll in der vorliegenden Arbeit begründet und an einem Beispiel erläutert werden.

§ 1. Die Grundzüge der mechanischen Geigentheorie.

Bei der erstaunlichen Resonanz des Geigenkörpers auf alle Töne der in Schwingung gesetzten Saiten spielt das Mittönen isophoner Luftsäulen nur eine untergeordnete Rolle, die Hauptarbeit dabei haben die hochelastischen dünnen, gewölbten, aus je zwei breiten und freien Flächen bestehenden und an den Rändern elastisch eingespannten Brettchen der Decke und des Bodens zu leisten. Was schon Euklid von dem Tönen der Saite sagte, gilt in gleicher Weise von der tönenden Geige: „Wenn Ruhe und Unbeweglichkeit stattfände, so würde Schweigen herrschen, und wenn sich nichts bewegte, würde auch nichts gehört werden.“ Durch den zweckmäßig geformten und aufgestellten Steg werden die hin- und hergehenden Schwingungen der gezupften oder gestrichenen Saiten derartig auf die Decke übertragen, daß der zwischen den F-Löchern liegende, freie bewegliche Teil, das sogenannte Schildchen, fast genau gleichzeitig und daher ebenso oft um die Längsachse der Decke hin und her gedreht wird. Der von den Stegfüßen abwechselnd links und rechts auf das Schildchen ausgeübte Stoß drückt

[1]) Eine Theorie der Geige. *Archiv für Musikwiss. Heft IV. 1922.*

[2]) *Zeitschr. f. Physik.* **47.** *Heft 3 und 4. 1928.*

nun nicht nur je nach der Schwingungszahl des vorhandenen Saitentons ein größeres oder kleineres Flächenstück der ganzen Decke herunter, sondern erzeugt auch in den dünnen und breiten Backenflächen transversale Wellen, die sich mit der dem elastischen Material eigentümlichen Geschwindigkeit ausbreiten, an den festen Rändern zum größten Teil reflektiert werden und somit zur Ausbildung stehender Wellen, d. h. abwechselnd nach oben und unten ausschlagender Stücke der Backenflächen führen. Die elastische Einspannung der Backenränder wirkt dabei verzögernd und dämpfend auf diese Bewegungen ein, so daß die Decke dem zurückweichenden Stegfuß folgend wieder in die frühere Lage zurückkehrt und sogar darüber hinaus in entgegengesetzter Richtung auszuschlagen vermag. Diese wechselnden Ausschläge von Steg und Schildchen werden nun dazu benutzt, um vermittelst der dicht unterhalb des rechten Stegfußes eingesetzten Stimme auch den Boden des Instruments in Bewegung zu setzen, der daher ebenfalls nicht nur die gleiche Anzahl von Malen nach außen gestoßen wird, sondern auch wieder ein System von transversalen Wellen ausbildet, die sich hier unbehindert vom Stimmfuß aus nach allen Seiten ausbreiten, an den festen Rändern reflektiert werden und an gewissen Stellen der dünnen Backenflächen in stehende Wellen übergehen.

Durch diese schnellen Ausschläge der ganzen Brettchen oder bestimmter Teile von ihnen empfängt die berührende Luft dann kräftige Schläge nicht nur von derselben Anzahl pro Sekunde, wie bei der schwingenden Saite, sondern außerdem noch von irgendwelchen Vielfachen dieser Anzahl, da sich doch die auf der Decke und dem Boden erzeugten stehenden Schwingungen in die Fächelbewegung der ganzen Brettchen rhythmisch einordnen müssen. So ist es begreiflich, daß die vom Ohr oder von dem Mikrophon (wie bei den Versuchen der beiden russischen Forscher) aufgenommenen und vom Trommelfell oder Bandlautsprecher weiter gegebenen Tonwellen von ganz verschiedener Form sind, d. h. nach dem Ohmschen Gesetz aus dem Grundton und jedesmal nach Höhe und Stärke genau zu bestimmenden Obertönen bestehen.

Schon aus diesen kurzen Darlegungen ergibt sich mit Sicherheit, daß die Zusammensetzung dieser Tonwellen, d. h. auch die Form der von einem Instrument gelieferten Schwingungskurven als graphische Darstellungen ihrer Tonstärke und Klangfarbe in ganz bestimmter Weise von technischen Momenten abhängt. Sehen wir von der Güte der verwendeten Saiten ab, auch von der Form und Größe des Stegs, der für die gleichmäßige Übertragung aller Saitenschwingungen zu sorgen hat, so ist die akustische Gesamtwirkung eines Instrumentes hauptsächlich von folgenden rein technischen Faktoren abhängig:

1. von der Drehbarkeit des Schildchens (Lage, Form und Größe der F-Löcher),
2. von seiner festen Verbindung mit den Backenflächen (Balken),
3. vom Längs- und Querleitungsvermögen des verwendeten Holzes,
4. von der Form und Biegsamkeit der Backenflächen (Ausarbeitung).
5. von der ursprünglichen elastischen Einspannung des ganzen Corpus (Wölbung, Anholung der Ränder),
6. von der Veränderung, die diese Grundeinspannung durch den Druck und Zug der auf die Normalstimmung gebrachten Saiten erleidet.

Von besonderer Wichtigkeit ist hier der letzte Punkt: man weiß wohl längst, daß die Stimmung der Saiten von großem Einfluß auf die Tonstärke und Klangfarbe ist, daß gewisse Instrumente bei einer höheren, andere bei tieferer Grundstimmung besser klingen, hat aber bisher noch nirgends versucht oder vermocht, den Gründen

für dieses merkwürdige Verhalten nachzuspüren. Sie sind aus unserer mechanischen Theorie leicht zu erhalten.

Die noch unbespannte Geige besitzt zwar auch schon einige Verspannungen (Balken und Decke, Decke und Zargenkranz), sie sind aber an sich so geringfügig, wie die geringen Muskelspannungen bei der sogenannten relaxierten Haltung des menschlichen Körpers; und wie dieser erst durch den Willen zu irgendeiner Betätigung energisiert wird, d. h. irgendwelche Muskelkomplexe gestrafft werden und nun sofort verwendungsbereit sind, so wird auch die Geige für ihre Lebenstätigkeit erst in eine besondere Bereitschaftstellung gebracht, die ihr innewohnende elastische Einspannung ganz bedeutend erhöht durch den immer mehr und mehr zunehmenden Druck der am Kopf und Fuß befestigten und über den Steg geführten Saiten, wenn man sie auf ihre normale Tonhöhe bringt. Diese sogar berechenbare Arbeitsleistung der Saitenspannung ist es auch, die dem schwingenden Geigenkörper beständig als potentielle Energie zur Verfügung steht und die Wucht der Fächelbewegung, d. h. auch die Tonstärke und die Tragweite des Tons bedingt.

Da jeder elastische Körper durch Druck und Zug eine gewisse, der wirkenden Kraft proportionale Deformation erleidet, so wird auch hier die Decke beim Spannen der vier Saiten durch den Steg erst allmählich heruntergedrückt und irgendwie verbogen, der Boden durch die doppelte Hebelwirkung der beiden großen Klötze (deren obere Enden durch das Verkürzen der Saiten zusammengebogen werden, wodurch auch das Schildchen wieder nach oben zurückgedrängt wird) etwas abgeflacht und ausgezogen. Die zwischen beiden befindliche Stimme wird daher von der Decke nach unten, vom Boden wieder nach oben gedrückt, und es wird sich hier in jedem Augenblick ein Gleichgewicht der wirksamen Kräfte derart herstellen, daß der aus Klotzpressung und Stegdruck resultierende Niederdruck am Stimmkopf genau ebenso groß ist, wie der aufwärts gerichtete Prelldruck des ausgezerrten Bodens am Stimmfuß (Abb. 1).

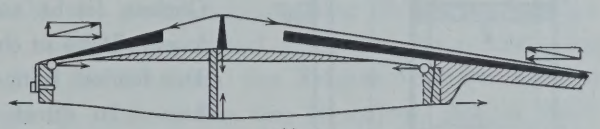


Abb. 1.

Es ist zweifellos, daß diese Deformationen bei den vier Saiten verschieden sein müssen (da diese auf eine verschiedene Einzelspannung gebracht werden und der daraus resultierende Druck auf das Schildchen in verschiedener Weise auf die beiden Stegfüße verteilt wird) und daß sie proportional der angewendeten Spannung sind. Es werden sich also diese vier Einzeldeformationen wie bei der Interferenz der Wellen übereinander lagern und dadurch eine Gesamtdeformation herbeiführen, die in jedem Punkt gleich der algebraischen Summe der eintretenden Einzeldeformationen ist. Und da jede Vergrößerung der Einspannung auch die Deformation vergrößert, jede Verkleinerung sie vermindert, so muß beim Schwingen einer Saite ihre jedesmalige Spezialdeformation zwischen zwei gewissen Grenzen hin- und herschwanken, während die der anderen Saiten unverändert bleiben. Die Art und Größe dieser Einzeldeformationen der gespannten Geige ist daher nicht nur die Hauptursache für ihre gesamte Klangwirkung, sondern auch etwas bei jedem Instrument Verschiedenes, also Charakteristisches. Wenn es möglich wäre, sie mit Sicherheit festzustellen und in einfacher Weise tabellarisch oder geometrisch zu veranschaulichen, so hätte man damit eine Charakteristik des Instrumentes gewonnen, die es mit Sicherheit von allen anderen unterscheidet und gleichzeitig durch Vergleich mit anderen Charakteristiken ein sicheres Urteil über seine Leistungsfähigkeit gestattet.

Die Schwierigkeit dieser Untersuchung besteht in der minimalen, mit bloßem

Auge nicht wahrzunehmenden Größe der auftretenden Senkungen und Hebungen. Sie ist zu überwinden durch Anwendung eines Apparates, der einmal das zu untersuchende Instrument in geeigneter Weise absolut festhält und dann diese geringen Deformationen derart vergrößert (durch Fühlhebel und Lichtzeiger), daß sie sich für die verschiedenen Punkte des Geigenkörpers durch bestimmte unterschiedliche Zahlen ausdrücken lassen. Da die Sonderabzüge der in Fußnote [1]), S. 117, zitierten Abhandlung im Buchhandel vergriffen sind, so dürfte es erwünscht sein, diesen Apparat hier nochmals genauer zu beschreiben und nähere Angaben über seine Handhabung zu machen, zumal da der damalige Apparat inzwischen ganz wesentliche Verbesserungen erfahren hat.

§ 2. Der Prüfungsapparat.

Der für das Festhalten der Geige wichtigste Teil des Apparates ist ein genügend hohes und festes rechteckiges Tragegerüst T (Abb. 2), das in einem möglichst erschütterungsfreien Raum unten auf einem festen und schweren Tisch angeschraubt und oben durch drei bis zu 2 m ausziehbare Versteifungsschienen an einer benachbarten Wand befestigt wird. Es ist jetzt[1]) aus starkem Winkeleisen in einer Höhe von 1,20 m hergestellt und so aufgestellt, daß auf beiden Seiten der eine Schenkel des rechten Winkels nach innen zu in einer Ebene liegt, die beiden anderen einander parallel nach vorn gerichtet sind. Die Breite ist so bemessen, daß der später zu besprechende Halterahmen R der Geige zwischen den parallelen Schenkeln des Gerüsts leicht auf- und abwärts verschoben werden kann. Dazu ist eine lichte Weite von 35 cm ausreichend. Die beiden Längsschienen sind oben und unten nach hinten zu durch zwei je 40 cm lange Stücke des gleichen Winkeleisens miteinander verbunden, deren freier Schenkel unten auf dem Tisch aufliegt, wo er festgeschraubt werden kann, und oben nach hinten und oben liegt. Dieser ist mit einigen Gewindebohrungen G versehen zur Befestigung der seitlichen Versteifungen (je zwei 1 m lange, 2 cm breite und 2 mm dicke Winkeleisen, die ineinander geschoben und durch je zwei starke eiserne Klemmen miteinander in der passenden Länge verschraubt werden). Die freien Enden dieser Versteifungen können an kleinen Winkelstücken festgeschraubt werden, die an geeigneten Stellen der Wand anzubringen sind.

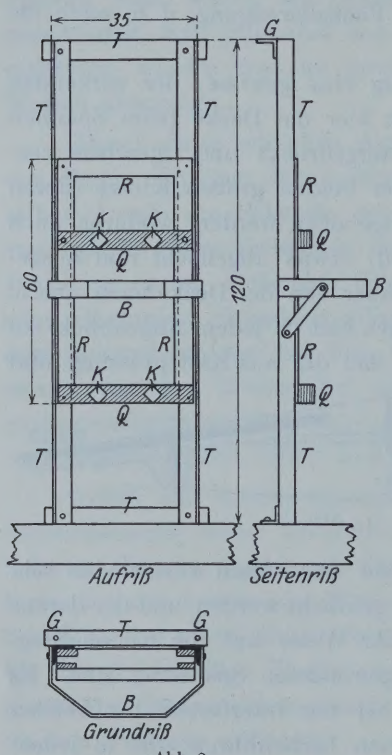


Abb. 2.

In der Mitte dieses Tragegerüstes, etwa 55 cm über dem Tisch beginnend, ist eine Brücke B fest aufgenietet und nach unten zu durch zwei kleine Bandeisenstückchen versteift. Sie ist aus 3 cm breitem und 3 mm dickem Bandeisen gefertigt, greift außen über die Gerüstschienen und ist zur größeren Handlichkeit an den beiden rechten Winkeln abgestumpft, derart, daß das zur Gerüstebene parallele Mittelstück mindestens 20 cm lang ist. Die Höhe der Brücke ist so zu bemessen, daß sich nicht nur der Rahmen R mit der darauf befestigten Geige bequem darunter wegschieben läßt, son-

[1]) In dem früher beschriebenen Apparat bestand es auch aus Holzlatten.

dern daß auch noch ein angemessener Spielraum für den Spiegelträger übrig bleibt, der an dem Mittelstück (mit einem Spielraum von 20 cm) verschiebbar anzubringen ist.

Der Halterahmen R der Geige (Abb. 2) hat die Form eines Rechtecks (60×35 cm) und ist aus 4 cm dicken und 5 cm breiten Holzleisten zusammengefugt und verleimt. Unten und in zwei Dritteln der Höhe ist zum Herausheben der zu untersuchenden Geige noch je eine 3 cm dicke und 4 cm breite Querleiste Q seitlich aufgeschraubt, auf diesen erst befinden sich die vier Klemmen K, das sind im Querschnitt rechteckige Messingsäulchen von etwas über 4 cm Höhe, die unten auf eine quadratische Bodenplatte hart aufgelötet sind und oben eine mit Kork gepolsterte Klappe, einen drehbaren Riegel und eine Arretierschraube besitzen. Auch die Bodenplatte ist an der Stelle, wo die Geige aufliegt, gepolstert. Die obere Querleiste ist je nach der Länge des zu untersuchenden Instruments verstellbar, es lassen sich also auch Bratschen einspannen.

Am schwierigsten ist die Herstellung des Spiegelträgers (Abb. 3), des für die

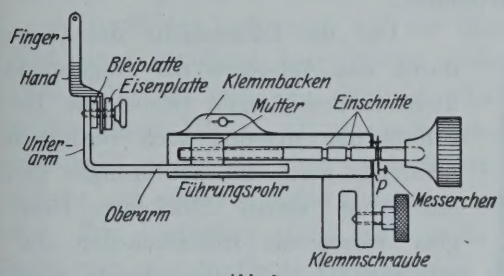


Abb. 3.

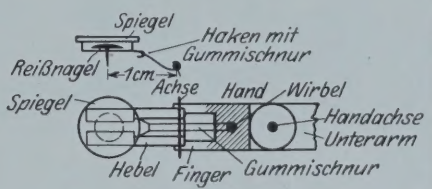


Abb. 4.

anzustellenden Messungen wichtigsten Teiles des ganzen Apparates. Er besteht zunächst aus einer starken Klemmschraube, die gerade bequem über die Brücke herübergeht (etwas über 3 mm lichte Weite), und einem darauf gelöteten, nach der Geige zu gerichteten hohlen Führungsrohr für den Oberarm des Trägers, der aus starkem Messingblech derart zusammengebogen ist, daß er den aus schmalem, dickem Bandeisen bestehenden Oberarm mit darauf gelöteter rechteckiger Mikrometerschraubenmutter im allgemeinen lose umschließt, aber vermittelst zweier überstehenden Klemmbacken durch eine seitliche Schraube so fest angezogen werden kann, daß der Arm dann völlig unbeweglich ist. Das äußere Ende dieses Rohres ist durch eine kleine massive und in der Mitte durchbohrte Platte P verschlossen, die nicht nur durch eine Bohrung die etwa 8 cm lange Mikrometerschraube führt, sondern auch ein drehbares, sichelförmiges Messerchen trägt, das durch Hineindrücken in kleine ringförmige Einschnitte des glatten Schraubenteils die ganze Schraube in einer bestimmten Anfangsstellung festhält. Da diese Schraube durch die Mutter des Oberarms hindurchgeht, so kann man diesen zunächst ohne das Messerchen ungefähr bis in die erforderliche Tiefe hinabschieben und dann nach Einschaltung des Messerchens durch die Mikrometerschraube die Feineinstellung vornehmen. Der Oberarm geht rechtwinklig in einen kurzen Unterarm über, der vorn halbkreisförmig abgerundet ist, um der durch eine Flügelschraube unter Zwischenschaltung einer ringförmigen Blei- und Eisenplatte darauf befestigten Hand eine Drehung um 180^0 zu gestatten. Diese Hand selber ist wie eine kleine Schippe geformt (Abb. 3), mit Blei ausgegossen, in der Mitte durchbohrt (zur Aufnahme eines kleinen Spannwirbels) und seitlich mit zwei immer noch gewinkelten[1]) Fingerchen versehen (Abb. 4), deren parallele Enden vorn eine feine Durch-

[1]) Das ist wichtig, damit der Fühlhebel eine Ruhelage bekommt.

bohrung erhalten haben zur Aufnahme der stählernen Drehungsachse des Fühlhebels, und zwar möglichst genau in gleichem Abstand von der Achse der Hand.

Der Fühlhebel endlich ist aus einem kleinen Stückchen Aluminiumblech ausgeschnitten und so gebogen, daß die Spitze des hindurchgedrückten Reißnagels von der Hebelachse den Abstand 1 cm besitzt und der Nagel dabei senkrecht auf dieser Verbindungslinie steht. Die nach dem Durchschlagen des Reißnagels überstehenden Rechtecke a (Abb. 5) werden über dem Nagel fest zusammengedrückt. Darauf wird dann das möglichst leichte und gut geschliffene Spiegelchen mit Klebwachs festgekittet. Von den drei Streifen des längeren Rechtecks werden die beiden äußeren um die Stahlachse des Hebels fest herumgelegt und mit Syndetikon angeklebt. Der etwas verkürzte Mittelstreifen wird dann hakenförmig nach unten gebogen und durch ein Stückchen Gummischnur mit dem Wirbel straff verbunden.

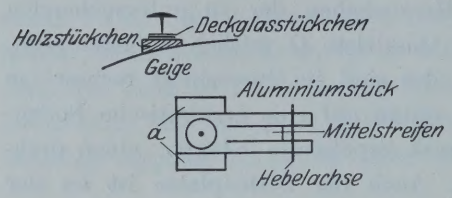


Abb. 5.

Um die Lackschicht der Geige durch das Aufsetzen der Nagelspitze nicht zu beschädigen (wobei die Resultate der Messung auch verdorben würden), wird ein keilförmiges und oben mit einem Stückchen Deckglas versehenes Holzstückchen derart auf die zu untersuchende Stelle geklebt, daß der Reißnagel möglichst senkrecht auf dem Glasstückchen steht und daher auch senkrecht in die Höhe gehoben wird. Zur Befestigung des Holzplättchens hat sich ein Plastelinekügelchen als das Zweckmäßigste erwiesen, da es sich ohne jede Beschädigung des Lackes wieder ablösen läßt.

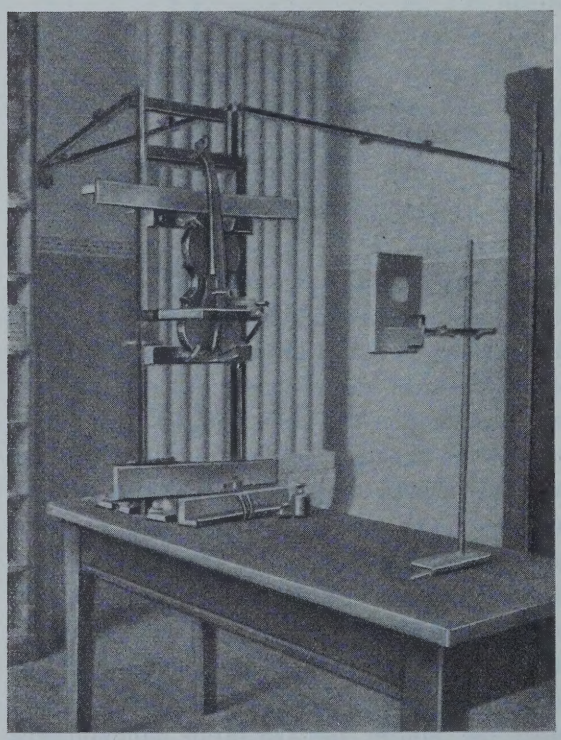


Abb. 6.

Hat man die Geige auf dem Rahmen befestigt, so wird dieser auf die Schienen des Tragegerüsts gebracht und durch vier starke eiserne Schraubzwingen so hoch fest geschraubt, daß die zu untersuchende Stelle vom geeignet verschobenen Fühlhebel erreicht werden kann (Abb. 6). Auf diese Weise lassen sich alle wichtigen Punkte der Decke und des Halses erreichen, da nicht nur der Spiegelträger um ca. 20 cm verschiebbar und auf der Brücke nach beiden Seiten anzuschrauben ist, sondern auch der Arm um 180° gedreht werden kann. Um den Boden in gleicher Weise in Angriff nehmen zu können, muß die Geige umgekehrt, d. h. mit den Saiten nach unten, in den Rahmen gelegt werden. Zu diesem Zwecke muß die obere Querleiste in der Mitte so weit ausgeschnitten werden, daß die Saiten dabei völlig frei liegen (Abb. 7). Damit die Festigkeit dieser

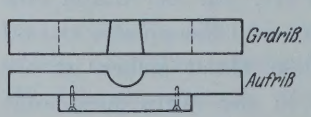


Abb. 7.

Leiste darunter nicht leidet, wird ein Verstärkungsbrettchen unter ihrer Mitte angeleimt und festgeschraubt.

§ 3. Die Verwendung des Apparates.

Die Aufgabe des beschriebenen Apparates besteht darin, die winzigen, dem Auge unsichtbaren Hebungen und Senkungen der Punkte des Geigenkörpers erkennbar und meßbar zu machen. Hebt sich nun die Reißnagelspitze um 1 μ (= 0,001 mm), so wird der Hebel und das Spiegelchen um einen kleinen Winkel ε gedreht, dessen Bogenmaß 0,0001 beträgt. Läßt man einen Lichtstrahl auf das Spiegelchen auffallen, der von ihm auf eine l m entfernte Skala reflektiert wird, so dreht sich der reflektierte Strahl bekanntlich um den Winkel 2ε und verschiebt sich dabei auf der Skala um 1 mm, wenn $l = 5$ m ist. Um die Beobachtung zu erleichtern, ist im Abstand 2,5 m ein fester Spiegel (etwa 20×5 cm) derart aufgestellt, daß der reflektierte Lichtstrahl auf die oberhalb der Geige befestigte Millimeterskala auffällt. So kann ein einziger Beobachter die Geige bedienen und auch mühelos die tabellarischen Eintragungen machen.

Damit der Lichtstrich auf der Skala möglichst klar ist, muß er als das scharfe Bild eines genügend beleuchteten feinen Spaltes erzeugt werden. Als ausreichende Lichtquelle hat sich eine Osram-Azo-Lampe erwiesen, die in einer alten Konservenbüchse, deren Deckel mit einem Ausschnitt versehen war, untergebracht wurde. Dieser Ausschnitt wurde mit einer geschwärzten photographischen Platte verschlossen, in deren Schicht mit einem scharfen Messer ein etwa 1 cm langer, feiner Strich eingeritzt worden war. Zur Verfügung stand eine große achromatische Linse von 95 cm Brennweite. Läßt man eine fünffache Verbreiterung des Bildes zu, so ergeben sich zur Berechnung der Aufstellung von Spalt und Linse (wenn die Entfernung Linse—Spiegelchen mit x, Linse—Spalt mit y bezeichnet wird) die beiden Gleichungen:

$$\text{I.}\quad \frac{1}{500+x}+\frac{1}{y}=\frac{1}{95}; \qquad \text{II.}\quad \frac{y}{x+500}=\frac{1}{5},$$

woraus $x = 70$ cm, $y = 114$ cm wird. Die Gesamtanordnung der Apparatur ist in Abb. 8 schematisch dargestellt. Dazu ist noch zu bemerken, daß die Skala sowie der breite Hilfsspiegel horizontal aufgestellt werden müssen, wenn der Fühlhebel senkrecht zum Unterarm, d. h. seine Achse senkrecht zum Tisch steht. Bildet dagegen der Fühlhebel die Verlängerung des Unterarmes, wobei seine Achse parallel zum Tisch liegt, so muß Skala und Hilfsspiegel mit der Längsrichtung senkrecht stehen, die Skala also nicht über, sondern neben der Geige angebracht werden. Zur Kontrolle für die genaue Hebellänge 1 cm kann ein Vorversuch mit einem Metallplättchen von $^1/_5$ mm = 200 μ dienen, das einen Ausschlag von 200 mm ergeben muß.

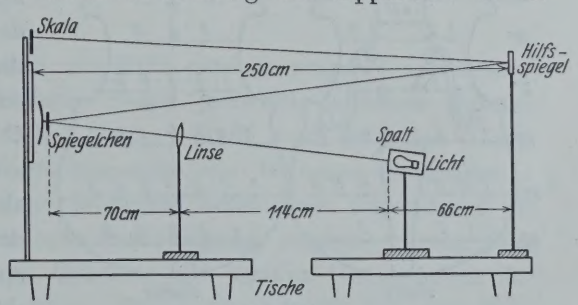


Abb. 8.

Als Versuchsinstrumente wurden benutzt zwei vom Verfasser selbst in den Umrissen, Wölbungen, Stärken und F-Löchern ausgearbeitete und von Meister Otto Gläsel in Markneukirchen fertiggestellte Geigen, die eine nach einem Stradivarius-Modell (Str.), die andere nach Art von Guarnerius gearbeitet (G.). Wenn diese beiden Instrumente auch nicht als Normaltypen und noch viel weniger als Vorbilder angesehen werden dürfen, so sind sie doch sicherlich einer durchschnittlichen Fabrik-

geige mindestens gleichwertig. Da wir nun wissen, daß aus rein mechanischen Gründen jede Geige die von uns zu untersuchenden Deformationen in irgendwelcher Art und Größe aufweisen muß, so dürfen wir wohl annehmen, daß die an diesen Geigen gewonnenen Ergebnisse trotz deren Minderwertigkeit doch die allgemeinen Gesetze der Formveränderung infolge der Saitenspannung erkennen lassen werden. Erst wenn es sich später darum handeln wird, die Charakteristiken der hervorragendsten Geigentypen zu gewinnen, um unsere Machwerke ihnen möglichst anzugleichen, erst dann müssen schon die Geigenbauer oder Geigenbesitzer mit ihren sorgsam gehüteten Schätzen herausrücken. Es ist vorläufig vollauf ausreichend, wenn die Vorversuche mit diesen geringwertigen Instrumenten die Technik der Untersuchung so weit gefördert haben, daß irgendwelche Beschädigung dabei nicht mehr zu befürchten ist, ja daß es dem doch noch ängstlichen Besitzer leicht möglich sein würde, die ganze Prüfung nach geringer Anleitung selber vorzunehmen. Es wird die Aufgabe des Staates oder größerer Verbände der Geigenbauindustrie sein, derartige gewissermaßen physiologische Untersuchungen des Geigenkörpers zu ermöglichen und zu fördern. Die Verwendungsmöglichkeiten des beschriebenen Apparates sind so mannigfaltig[1]), daß namentlich die Geigenbauschulen reichen Nutzen von seiner Anfertigung oder Beschaffung haben werden.

§ 4. Plan und Registrierung der Untersuchungen.

Um eine klare Vorstellung von den Deformationen des Geigenkörpers beim Spannen der Saiten zu erhalten, genügt es sicherlich, Decke und Boden, wie es die Geigenbauer auch bei der Festlegung der Wölbung und Ausarbeitung zu tun pflegen, mit einem weitmaschigen Netz zu überziehen und die einzelnen Punkte, ähnlich wie beim Schachbrett, mit Buchstaben oder Ziffern zu bezeichnen (s. Abb. 9). So ergaben sich bei der Decke 40 Prüfungsstellen, beim Boden 44. Sie lassen sich jetzt leicht unterscheiden, z. B. $A = \mathfrak{D}\,\mathrm{II}\,5$, $B = \mathfrak{D}\,\mathrm{VII}\,2$, $C = \mathfrak{B}\,\mathrm{III}\,3$ und $D = \mathfrak{B}\,\mathrm{V}\,4$, und danach sowohl zu einer Tabelle zusammenstellen, als auch zu einem Schaubild, wenn man an den markierten Punkten sogleich die entsprechenden Durchbiegungen einträgt, wie das später geschehen soll. Diese Zahl von 84 Prüfungsstellen erscheint wohl zunächst etwas zu reichlich, und wir werden später bisweilen in der Lage sein, uns mit einer geringeren Zahl zu begnügen. Da wir aber vorläufig noch gar nicht beurteilen können, welche von diesen Punkten von besonderer Wichtigkeit sind, so bleibt dem Geigenforscher zunächst nichts weiter übrig, als alle 84 Punkte mit gleicher Sorgfalt zu untersuchen.

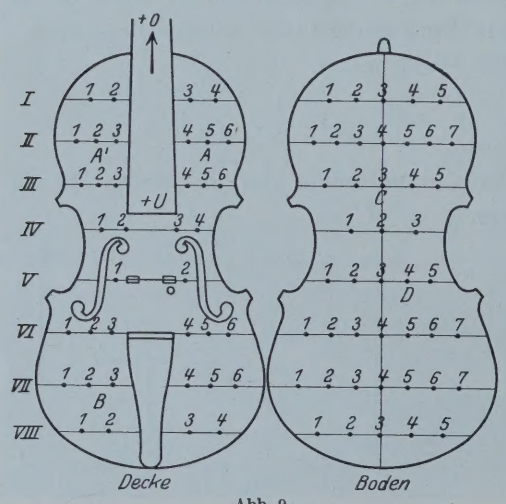


Abb. 9.

Wir wollen erfahren, um welche Strecke sich jeder dieser Punkte senkt oder hebt, wenn wir die zunächst losen Saiten allmählich auf die Normalstimmung bringen.

[1]) Z. B. Elastizitätsbestimmungen von Saiten und Hölzern, Amplitudenmessungen und Aufnahme von Schwingungskurven.

Diese allmähliche Steigerung der Tonhöhe wollen wir nun aus später erkennbaren Gründen derart vornehmen, daß wir erstens die vier Saiten 𝔊 𝔇 𝔄 𝔈 (in dieser Reihenfolge) nacheinander ein wenig weiter spannen, und zweitens diese Sprünge nicht etwa in gleichen Intervallen ausführen, sondern in gleichen Spannungssteigerungen. Aus der Taylorschen Formel $n = \frac{c}{2l}\sqrt{\frac{p \cdot g}{m}}$, wo $g = 981$, p die Saitenspannung in Gewichtsgrammen gemessen und m die in gr gemessene Masse eines cm der Saite bedeutet, ergibt sich, daß bei den Saitenspannungen $\frac{p}{4}$, $\frac{p}{2}$, $\frac{3p}{4}$ und p die entsprechenden Schwingungszahlen sich verhalten, wie $\sqrt{\frac{1}{4}} : \sqrt{\frac{1}{2}} : \sqrt{\frac{3}{4}} : \sqrt{1}$, d. h. wie 0,5 : 0,707 : 0,866 : 1.

Der erste Ton ist daher genau die tiefere Oktave des normalen Grundtons, der zweite fast genau die verminderte Quinte (Tritonus) des ersten, der dritte liegt zwischen der großen Sexte und der verminderten Septime. Da nun die Normalstimmungen betragen sollen $g\ d'\ a'\ e''$, so sind die vier Saiten bei der oben genannten gleichmäßigen Spannungssteigerung nacheinander in folgender Weise zu stimmen:

Druck	𝔊-Saite	𝔇-Saite	𝔄-Saite	𝔈-Saite	Saite
$\frac{1}{4}$ p	G	d	a	e′	
$\frac{1}{2}$ p	cis	gis	dis′	ais′	(fast genau)
$\frac{3}{4}$ p	e+	h+	fis′+	cis″+	(etwa einen Viertelton höher)
p	g	d′	a′	e″	

Für die zu erwartenden Durchbiegungen gelten nun zwei Gesetze:

1. daß sie den Spannungen der Saite proportional sind (Ausnahmen oder besser Abweichungen waren nur zu beobachten bei wesentlich ungleichen Zeiträumen zwischen den Einzelbeobachtungen), und

2. daß sie von der Reihenfolge der Saiten unabhängig sind (falls die Elastizitätsgrenze nicht überschritten wird).

Die Stimmung der 𝔊-Saite ist jedesmal mit Hilfe einer Stimmgabel ausreichend genau aufzufinden. Dann schreiten die anderen Saiten jedesmal in reinen Quinten fort, die man mit dem Ohr leicht feststellen kann. Stellt man nun den Lichtzeiger anfänglich auf 0 ein und notiert nacheinander die 16 neuen Stellungen σ, so erhält man nicht nur in den Differenzen je zweier aufeinander folgenden σ die auf die neue Spannungszunahme kommende neue Durchbiegung, sondern vermag auch nach der Gaußischen Methode der kleinsten Quadrate die kleinen Unebenheiten der Beobachtung (namentlich bei $\frac{3}{4}\,p$) zu eliminieren. Wären nämlich die für eine Saite beobachteten Durchbiegungen bei den vier Spannungsgraden a, b, c und d, und nennt man die vier noch unbekannten theoretisch zu erwartenden Durchbiegungen entsprechend x, $2x$, $3x$ und $4x$, so wird dasjenige x das wahrscheinlichste sein, für welches die Summe der Fehlerquadrate $(x-a)^2 + (2x-b)^2 + (3x-c)^2 + (4x-d)^2$ ein Minimum ist. Das ist der Fall, wenn $x - a + 2(2x-b) + 3(3x-c) + 4(4x-d) = 0$, d. h. für

$$x = \frac{a + 2b + 3c + 4d}{1^2 + 2^2 + 3^2 + 4^2} = \frac{a + 2b + 3c + 4d}{30}.$$

Zur praktischen Erläuterung diene zunächst die Untersuchung der Stelle *D* II 2 der Str.-Geige. Es wurde beobachtet und berechnet:

Tabelle 1.

Skalenausschläge.

Saite	Ton	σ	Diff.
𝔊	G	10 ↓	10 ↓
𝔇	d	18	8
𝔄	a	28	10
𝔈	e′	33	5
𝔊	cis	48	15
𝔇	gis	63	15
𝔄	dis′	74	11
𝔈	ais′	80	6
𝔊	e+	93	13
𝔇	h+	103	10
𝔄	fis′+	112	9
𝔈	cis″+	116	4
𝔊	g	130	14
𝔇	d′	142	12
𝔄	a′	152	10
𝔈	e″	158	6

Durchbiegungen (in μ).

	$\frac{p}{4}$	$\frac{p}{2}$	$\frac{3p}{4}$	p
𝔊	10	25	38	52
𝔇	8	23	33	45
𝔄	10	21	30	40
𝔈	5	11	15	21
Sa:	33	80	116	158

Wahrscheinliche Werte:

𝔊 $30\,x = 382$ $x = 12{,}7$
𝔇 $30\,x = 333$ $x = 11{,}1$
𝔄 $30\,x = 302$ $x = 10{,}1$
𝔈 $30\,x = 156$ $x = 5{,}2$

Korrigierte Tabelle:

𝔊	13	25	38	51
𝔇	11	22	33	44
𝔄	10	20	30	40
𝔈	5	10	16	21
Sa:	39	77	117	156 ↓

Als Gegenstück dazu folge auch die Untersuchung der Stelle *D* II 5 bei der G.-Geige:

Tabelle 2.

Skalenausschläge.

Saite	Ton	σ	Diff.
𝔊	G	−2	2 ↓
𝔇	d	−3	1 ↓
𝔄	a	0	3 ↑
𝔈	e′	+1	1 ↑
𝔊	cis	0	1 ↓
𝔇	gis	+1	1 ↑
𝔄	dis′	+2	1 ↑
𝔈	ais′	5	3 ↑
𝔊	e+	3	2 ↓
𝔇	h+	4	1 ↑
𝔄	fis′+	5	1 ↑
𝔈	cis″+	8	3 ↑
𝔊	g	7	1 ↓
𝔇	d′	7	0
𝔄	a′	8	1 ↑
𝔈	e″	12	4 ↑

Durchbiegungen:

	$\frac{p}{4}$	$\frac{p}{2}$	$\frac{3p}{4}$	p
𝔊	2 ↓	3 ↓	5 ↓	6 ↓
𝔇	1 ↓	0	1 ↑	1 ↑
𝔄	3 ↑	4 ↑	5 ↑	6 ↑
𝔈	1 ↑	4 ↑	7 ↑	11 ↑
Sa:	1 ↑	5 ↑	8 ↑	12 ↑

Wahrscheinliche Werte:

𝔊 $30\,x = -47$ $x = -1{,}6$ ↓
𝔇 $30\,x = 6$ $x = 0{,}2$ ↑
𝔄 $30\,x = 50$ $x = 1{,}7$ ↑
𝔈 $30\,x = 74$ $x = 2{,}5$ ↑

Korrigierte Tabelle:

𝔊	2− ↑	3+ ↓	5 ↓	6+ ↓
𝔇	0	0+ ↑	1− ↑	1 ↑
𝔄	2− ↑	3+ ↑	5 ↑	7− ↑
𝔈	2,5 ↑	5 ↑	7,5 ↑	10 ↑
Sa:	3− ↑	5 ↑	8+ ↑	11+ ↑

Die große Verschiedenheit dieser beiden Spezialtabellen erklärt sich

1. aus der Ungleichheit der beiden Instrumente (die Str.-Geige hatte eine zu flache Decke und war in den Backen etwas zu dünn geraten, die G.-Geige dagegen hatte eine schöne hohe Wölbung und war kräftiger im Holz);

2. aus der Verschiedenheit der Stellen (das erstemal die Mitte der linken Oberbacke, *A′*, das zweitemal die der rechten, *A* in Abb. 9);

Tabelle 3.

Decke:

	1	2	3	4	5	6	7
G		1↓	0		1↑	2↓	
D		1↓	1↑		2↑	0	
A		2↑	2↑		5↑	0	
E		3↑	5↑		9↑	2↑	
s		3↑	8↓	(12↑)	17↑	0	
G	5↓	6↓	8↑		1↓	2↓	2↓
D	4↓	4↓	10↓		6↑	2↑	5↑
A	2↓	1↓	4↓		4↑	5↑	4↓
E	4↑	2↑	2↑		19↑	12↑	12↓
s	7↓	9↓	20↓	(4↑)	28↑	17↑	23↓
G	9↓	8↓	22↓		1↓	1↓	4↓
D	9↓	12↓	27↓		1↓	3↓	6↓
A	0	5↓	20↓		1↓	5↓	10↓
E	5↑	4↑	6↓		2↓	9↓	20↓
s	13↓	21↓	75↓	(40↓)	5↓	18↓	40↓
G		43↓	42↓		14↓	4↓	
D		44↓	56↓		26↓	10↓	
A		25↓	34↓		33↓	19↓	
E		8↓	8↓		43↓	35↓	
s		120↓	140↓	(128↓)	116↓	68↓	
G			70↓		20↓		
D			58		35		
A			38		60		
E			12		90		
s			178↓	(192↓)	205↓		
G	18↓	42↓	50↓		10↓	2↓	8↓
D	15	40↓	50		13	13	18
A	7	26	40		24	28	15
E	2	14	20		36	41	25
s	42↓	122↓	160↓	(121↓)	83↓	84↓	66↓
G	8↓	15↓	30↓		2↓	2↓	4↓
D	9	20	30		2	2	5
A	7	12	25		1	3	7
E	3	7	10		1	3	10
s	27↓	54↓	95↓	(50↓)	6↓	10↓	26↓
G		6↓	12↓		3↑	0	
D		5↓	11↓		2↑	0	
A		2↓	5↓		4↑	1↑	
E		2↓	4↓		6↑	3↑	
s		15↓	32↓	(9↓)	15↑	4↑	
	1	2	3	4	5	6	7

Boden:

	1	2	3	4	5	6	7	
G		2↓	1↓	1↑	0	1↓		I
D		1↓	0	1↑	1↓	1↓		
A		0	1↑	2↑	1↓	3↓		
E		3↑	4↑	4↑	1↓	3↓		
s		0	4↑	8↑	3↓	8↓		
G	2↑	6↓	6↓	4↓	6↓	4↓	1↓	II
D	3↑	3↓	4↓	4↓	4↓	5↓	1↓	
A	7↑	1↑	1↓	1↓	3↓	6↓	4↓	
E	12↑	11↑	7↑	2↑	4↓	8↓	6↓	
s	24↑	3↑	4↓	7↓	17↓	23↓	12↓	
G		1↑	4↓	4↓	2↓	3↑		III
D		2↑	2↑	0	1↓	2↑		
A		5↑	7↑	4↑	2↓	5↓		
E		2↓	19↑	10↑	3↓	7↓		
s		6↑	24↑	10↑	8↓	7↓		
G			2↑	1↑	6↑			IV
D			10↑	7↑	4↑			
A			20↑	10↑	2↑			
E			33↑	21↑	1↑			
s			65↑	39↑	13↑			
G		8↑	10↑	7↑	6↑	8↑		V
D		18	20	15	7	8		
A		27	28	20	8	4		
E		45	46	32	9	2		
s		98↑	104↑	74↑	30↑	22↑		
G	6↑	10↑	5↑	7↑	5↑	8↑	10↑	VI
D	16	20	27	16	7	6	10	
A	24	18	29	23	10	6	4	
E	38	54	42	34	15	5	1	
s	84↑	102↑	103↑	80↑	37↑	25↑	25↑	
G	4↑	5↑	4↑	3↑	2↑	3↑	7↑	VII
D	10	13	10	5	4	5	6	
A	13	19	14	10	7	5	4	
E	20	30	26	16	10	6	5	
s	47↑	67↑	54↑	34↑	23↑	19↑	22↑	
G		1↑	1↓	2↓	1↓	2↑		VIII
D		3↑	1↓	1↓	1↓	2↑		
A		4↑	1↓	2↓	1↓	1↑		
E		7↑	2↑	1↓	2↑	1↑		
s		15↑	1↓	6↓	1↓	6↑		
	1	2	3	4	5	6	7	

Personalbogen.

Eigene Geige Guarn. Format.

NB.: Griffbrett etwas lose. Zu verschied. Zeiten aufg.

Hals (am Obersattel).

G	190↑
D	210↑
A	220↑
E	340↑
s	960↑

Mit Stimme.

3. aus der Verschiedenheit der Saiten, namentlich der G-Saite (einmal Darmsaite, das andere Mal eine Stahlsaite);

4. aus der ungleichen Stellung der Stimme (bei Str. tiefer als bei G.). Wir werden weiter unten einige wichtige Schlüsse daraus ziehen dürfen.

Für die Zusammenstellung der 84 Punkte wird es immer nur auf die Durchbiegungen beim Normalton ankommen, bei deren Auffindung die Teilspannungen nur die Durchgangszahlen liefern. Die Gesamtarbeit bei ihrer Ermittelung ist ja ziemlich

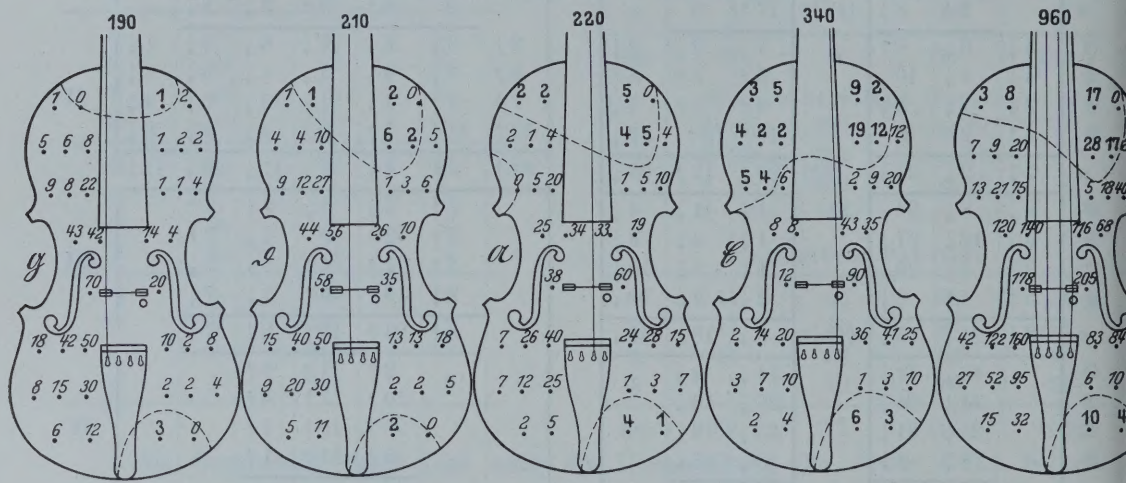


Abb. 10.

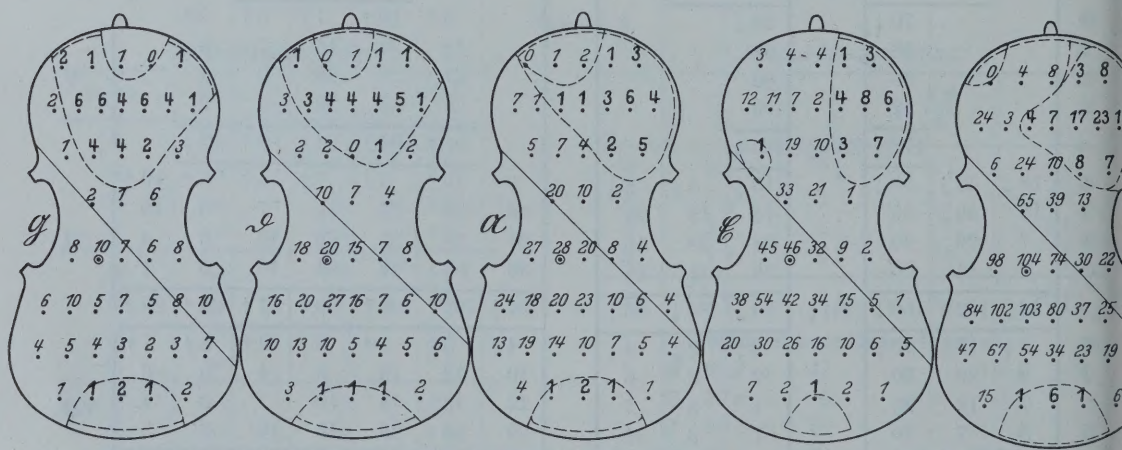


Abb. 11.

groß, geht aber bei einiger Übung rasch vonstatten, da die Berechnung der Differenzen und der wirklichen Durchbiegungen am Schreibtisch erfolgen kann. Die beifolgende Tabelle 3 gibt so eine Übersicht über die Gesamtveränderung der G.-Geige durch die Normaleinstimmung der vier Saiten. Der Pfeil ↓ bedeutet eine Senkung (Bewegung nach innen), der Pfeil ↑ eine Hebung (nach außen). Ihre geringe Übersichtlichkeit macht es wünschenswert, eine Trennung der Spannwirkung der vier Saiten vorzunehmen. Trägt man sie auf vier gesonderte Umrißfiguren ein (eine fünfte Figur stellt die Gesamtdurchbiegungen dar), so erhält man die Tafeln Abb. 10 und Abb. 11 direkt aus der Tabelle 3.

Zum Verständnis der Abbildungen 10 und 11 ist zu bemerken, daß die normalen Durchbiegungen, d. h. bei der Decke die nach unten (innen), beim Boden die nach oben (außen) gerichteten in schrägen, die entgegengesetzten in steilen Ziffern vermerkt

sind. Die punktierten Linien sind die Knotenlinien. Die Diagonalen der Bodenfiguren stellen die durch den Schwerpunkt gehenden Kippachsen des Bodens dar.

Das sind nun äußerst merkwürdige Zusammenstellungen, aus denen man eine Fülle interessanter Schlüsse ziehen kann: auf die besondere Beteiligung der vier Saiten an der Deformation, auf die Wirkung der Deckenpressung und Bodenauszerrung, ja auch auf besondere Unregelmäßigkeiten in der Wölbung und Ausarbeitung der Brettchen. Eine beliebige Wiederholung der Untersuchung könnte wohl infolge anderer Besaitung und anderer Stellung von Steg und Stimme quantitativ zu etwas abweichenden Ergebnissen führen, die qualitative Eigenart des Instrumentes, die sich in der Lage der Übergangsstellen von der Senkung zur Hebung zu erkennen gibt, muß im großen ganzen stets unverändert bleiben. Diese Trennungslinien schließen mehr oder weniger große Flächenstücke der Geige ein und spielen gewissermaßen die Rolle der schon von Savart für jeden Ton gesuchten Knotenlinien, die bei allen Schwingungen der betreffenden Saite unverändert bleiben, während die von ihnen begrenzten Flächenstücke eine mehr oder weniger intensive Fächelbewegung ausführen.

Es ist daher wohl nicht zu viel behauptet, wenn man diese Durchbiegungsbilder als die Charakteristik des untersuchten Geigenindividuums bezeichnet. Man kann wohl auch ohne allzu großen Optimismus die Hoffnung aussprechen, daß solche Bilder, vergleichbar mit den für den Chirurgen so unentbehrlichen Röntgenaufnahmen, nicht nur die gesunde und gute Konstitution eines Instrumentes deutlich erkennen lassen, sondern dem Reparateur auch die inneren Schäden aufweisen werden, auf deren Beseitigung es ihm ankommt.

Solche Charakteristik sagt mehr, als die schönsten Kurvenaufnahmen, zumal da auch eine Veränderung der Stellung und Beschaffenheit von Steg und Stimme und die Einwirkung verschiedener Lacke auf die rohen Instrumente nach derselben Methode untersucht werden können. Der beschriebene Apparat hat daher alle Anwartschaft darauf, nicht nur ein theoretischer, sondern auch ein praktischer Universalapparat des Geigenbaus zu werden.

Meine Absicht, diese Messungen an einem anderen Instrument zu wiederholen konnte leider bisher noch nicht ausgeführt werden, da ich den Apparat abbauen mußte und noch keine Möglichkeit gefunden habe, ihn wieder aufzubauen. Doch dürfte wohl trotzdem aus diesen primitiven Vorversuchen das Charakteristische der Einspannungsbilder und ihre hohe praktische Bedeutung hervorgehen.

Voraussetzung dafür ist freilich, daß nunmehr zunächst auch Instrumente von anerkannter Güte zur Aufnahme solcher Bilder vertrauensvoll hergegeben werden. Das würde nicht nur unsere physikalischen Kenntnisse von der Geige mit einem Schlage in ungeahnter Weise bereichern, sondern auch die ganze Geigenindustrie auf festen und sicheren Boden stellen.

Das Winkelprisma.

Von
Vermessungsrat **Hamann** in Kassel.

(Schluß von S. 90.)

Wir betrachten nunmehr nochmals die Abb. 3b, welche das dem Beobachter zugekehrte rechte scheinbare Spiegelbild der unter 30^0 Neigung zum normal gehaltenen Prisma fallenden Seitenzielstrahlen, die anschließenden toten Räume und die Vorzielstangen wiedergibt. Nach den oben gegebenen Beweisen ist das scheinbare Spiegel-

bild des unter 30° geneigten Seitenziels um 0,8 mm nach rechts verschoben. Steht also auf dem Seitenzielpunkt eine hohe Stange (Meßlatte) senkrecht, deren oberes Ende Strahlen unter 30° Neigung zum Prisma sendet, so wird der Beobachter bei Höherführung des Auges die tiefer liegenden Strecken der Seitenzielstange weiter links verschoben erblicken. In der Abb. 3b sind die scheinbaren Spiegelbider zweier tieferliegender Strecken der Seitenzielstange im toten Raum links über dem Gesichtsfeld eingezeichnet. Die punktiert gezeichnete Verbindungslinie der scheinbaren Spiegelbilder der tiefer liegenden Seitenzielstangenstrecken wird gegen die ebenfalls punktiert gezeichnete Verbindungslinie der lotrecht stehenden Vorzielstangenbilder, welche über und unter dem schraffierten toten Räumen unmittelbar beobachtet werden können, nach links verschwenkt erscheinen. Wie man nun bei einer Nonienablesung verlangt, daß die Teilstriche der Nonien- und der Hauptteilung gleichgerichtet sind, und wie man beim Aufsuchen der Koinzidenzstelle das Auge an den Teilstrichen auf- und niederführt, bis je ein Teilstrich der Nonien- und Hauptteilung oder ihre Verlängerungen über den gemeinschaftlichen Rand hinweg miteinander verschmelzen, so wird man das anfangs normal gehaltene Prisma unwillkürlich verkanten oder kippen, bis die durch den toten Raum führende Bahn der scheinbaren Seitenzielbilder mit diesen und den Verlängerungen der Vorzielstangen gleichgerichtet ist, und dann durch seitliche Änderung des Standpunktes oder seitliche Verschiebung des Prismas den Ordinatenfußpunkt als Koinzidenzpunkt der gleichgerichteten Vorzielstangen und scheinbaren Seitenzielstangenbilder aufsuchen und durch Abloten auf der Erde bestimmen.

Um die Größe des Absteckungsfehlers, welcher durch die 30° betragende Neigung der Seitenzielstrahlen bedingt ist, ungefähr zu ermitteln, dient nachstehende Betrachtung. Zwei an der gleichen Stelle der linken Kathete in das normal gehaltene Prisma einfallende Lichtstrahlen, von denen der erste horizontal verläuft, während der zweite unter 30° Neigung zum Prisma fällt, werden an zwei verschiedenen Stellen der rechten Kathete aus dem Prisma austreten. Die horizontale Verschiebung des geneigten Seitenstrahls in der Vertikalebene, welche in der Austrittstelle des Horizontalstrahls parallel zur Hypotenusenfläche errichtet wird, beträgt nach früherer Berechnung 0,8 mm bei 25 mm Kathetenlänge. Da die Länge des im Glaskörper laufenden Lichtstrahls elf Zehntel der Kathetenlänge, der Höhenneigungswinkel des um 30° geneigten Seitenzielstrahls im Glaskörper rund 20° betragen, so wird die vertikale Verschiebung der Austrittstelle des geneigten Strahls gegen die des Horizontalstrahls

$$1{,}1 \cdot 25 \cdot \operatorname{tg} 20^0 = 1{,}1 \cdot 25 \cdot 0{,}36 = 10 \text{ mm}$$

lang sein. Nach dem Austritt fällt der geneigte Lichtstrahl wieder unter 30°. Bei 50 mm Länge dieser Wegestrecke wird daher die vertikale Verschiebung gegen die Austrittstelle des Horizontalstrahls

$$10 + 50 \cdot \sin 30^0 = 10 + 50 \cdot 0{,}5 = 35 \text{ mm}$$

betragen. Legen wir an dieser Stelle wiederum eine Vertikalebene parallel zur Hypotenusenfläche des Prismas, so wird die in Abb. 3b punktiert gezeichnete Bahn der scheinbaren Spiegelbilder der Seitenzielstrecken eine Kurve bilden, deren Krümmungsradius näherungsweise mit $35 \cdot 35 : (2 \cdot 0{,}8) = 760$ mm Länge errechnet werden kann. Die im scheinbaren Spiegelbild der unter 30° Neigung zum Prisma fallenden Seitenzielstrecke an die Bahnkurve gelegte Tangente wird gegen die Vertikale um

$$35 : 760 = 4{,}6\ \%$$

oder 2,6° abweichen. Nähert der Landmesser zur Beobachtung sein Auge dem Prisma

bis auf die übliche Entfernung von 50 mm, so wird er auf der Netzhaut entsprechende Bilder der Seitenzielstrecken und der Bahnkurve empfinden. Führt er dann zur Einstellung des Vorziels auf die Seitenziele das Auge höher, so wird er die einzelnen, weiter links in das Gesichtsfeld tretenden lotrechten Seitenzielstrecken der Bahnlinie durch unwillkürliche Verkantung des Prismas um etwa 2^0 durch Senken der linken Basisecke oder durch unwillkürliches Kippen des Prismas um den gleichen Winkelbetrag durch Heben der Spitze anzupassen suchen. Eine Verkantung oder Kippung des Prismas bedingt aber für Seitenzielstrahlen von 30^0 Höhenneigung nach den Angaben der Tafeln Abb. 5 und 7 Absteckungsfehler bis $1{,}2^0$ Größe. Ein Absteckungsfehler von $1{,}2^0$ Größe wiederum bedeutet für je 10 m Ordinatenlänge rund 20 cm lineare Abweichung des Ordinatenfußpunktes in der Hauptmessungslinie.

Solche Fehlerberechnungen wird man für Lotstabprismen, welche frei pendelnd gehalten normale Lage des Prismenglases gewährleisten, bei Steilsichten aber durch unwillkürlichen Druck mit dem Handballen aus der Normalstellung gedrängt werden, anzustellen haben. Will man die ausschließlich durch Steilsichten bedingten Absteckungsfehler vermeiden, so ist der Lotstab in dem Boden festzustecken, dann mittels Schnurlot oder Libelle genau lotrecht zu stellen und die ebenfalls genau lotrecht gestellte Stange auf dem Vorziel durch den toten Raum bis zum scheinbaren Spiegelbild des Seitenziels zu verlängern. Trifft diese Verlängerung nicht das Seitenziel, so ist der Stab seitlich in der Messungslinie genau senkrecht zu verstellen, bis befriedigende Ergebnisse in der Übereinanderstellung erzielt sind. Je größer die Höhenneigung der Zielstrahlen, je höher also die toten Räume sind, desto unsicherer werden naturgemäß die Verlängerung der Vorzielstange und die Übereinanderstellung der Ziele.

Wie genau die Lotrechtstellung des Stabprismas erfolgen muß, um die durch Abweichungen des Prismas von der Normallage bedingten Absteckungsfehler bei Steilsichten auf unschädliche Beträge zurückzuführen, kann aus den Fehlertafeln Abb. 5 und 7 beurteilt werden. Zur besseren Vorstellung soll ein Beispiel besprochen werden. Weicht das obere Ende des etwa 150 cm langen Lotstabes um 1 cm von der durch den Fußpunkt des Stabs gelegten Vertikalen ab, so ist eine Verkantung oder Kippung des normal befestigten Prismas um $(1:150)\cdot 57{,}3 = 0{,}38^0$ wahrscheinlich.

Bei 30^0 Größe der Zielstrahlenneigungen sind nach den Tafeln Abb. 5 und 7 bis zu $^3/_5$ des Betrags der Abweichungen des Prismas von der Normallage als Absteckungsfehler zu erwarten. Bei 20^0 und 10^0 Größe der Zielstrahlenneigungen können die Absteckungsfehler bis $^2/_5$ und $^1/_5$ der Prismenabweichungen betragen. Als lineare Absteckungsfehler des Lotstabprismas werden also bei ungenauer Lotrechtstellung des Stabs auf je 1 cm Abweichung des Stabkopfes von der durch den Fußpunkt führenden Vertikalen auf je 10 m Ordinatenlänge bei 30^0 Zielstrahlenneigung etwa bis 4 cm, bei 20^0 etwa 2 bis 3 cm und bei 10^0 immer noch mehr als 1 cm zu erwarten sein.

Allgemein kann gesagt werden: Um mit dem Stabprisma eine der Längenmessungsgenauigkeit entsprechende Absteckungsgenauigkeit zu erreichen, muß das Prisma normal zum Stab befestigt sein und der Prismenstab genau lotrecht gestellt werden. Diese Bedingung ist bei wachsender Neigung der Zielstrahlen um so schärfer durchzuführen. Sie ist auch auf die auf den Zielpunkten stehenden Fluchtstangen, insbesondere auf die Vorzielstange auszudehnen, um diese bei der üblichen Form der Prismenschutzdecken und bei Steilsichten durch die unvermeidlichen hohen toten Räume lotrecht bis zum scheinbaren Seitenzielbild verlängern zu können.

Für das in der Hand freigehaltene Prisma mit kurzem Stil ist es noch schwie-

riger die Normalstellung des Prismenglaskörpers zu schaffen. Befriedigende Absteckungsgenauigkeit wird man hier nur erreichen, wenn die Vor- und Seitenzielstangen, vom Beobachter aus betrachtet, lotrecht stehen, wenn die Vorziellinie die Horizontgrenze trifft, also horizontal liegt, wenn die toten Räume über und unter dem scheinbaren Spiegelfeld möglichst niedrig sind, also wenn keine Kippung des Prismas besteht, wenn die Vorzielstange mit dem Seitenzielstangenbild gleichgerichtet ist, also auch eine Verkantung des Prismas ausgeschlossen ist, und wenn schließlich das Spiegelbild mit dem Schnurlot auf den Erdboden abgelotet wird. Im Horizontalgelände werden die vorgenannten Bedingungen ausreichend genau erfüllt werden können. Ist der Landmesser mit den Gefällverhältnissen des Geländes vertraut, so wird er auch im unebenen Gelände Horizontalsichten schaffen können. Bei geneigten Zielstrahlen aber werden unwillkürlich Kippungen und Verkantungen des Prismas zur leichteren Übereinanderstellung der Ziele und damit Fehler in der Absteckung der Ordinatenfußpunkte erfolgen. Nur wenn beide Seitenziele Strahlen gleicher Neigung zum Prisma senden, wenn dann Einstellung beider Seitenziele auf den gleichen Punkt des Vorziels erfolgt, und wenn beide Absteckungsergebnisse, welche an sich fehlerhaft sind, gemittelt werden, kann ein richtiges Ergebnis für den Ordinatenfußpunkt erreicht werden. Solche Fälle sind aber eine Ausnahme und bedingen umständliche Arbeiten durch Bestimmung der gleichen Seitenzielstrahlneigungen und durch doppelte Absteckung[1]).

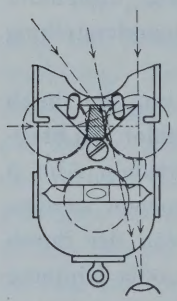


Abb. 8. Draufsicht und Querschnitt.

Es soll aber schließlich noch hervorgehoben werden, daß für einzelne Zwecke einer Messung, z. B. für Absetzen von Breiten, die rohe, mit dem freihändig gebrauchten, kurzgestielten Prisma ausgeführte Fußpunktbestimmung genügt.

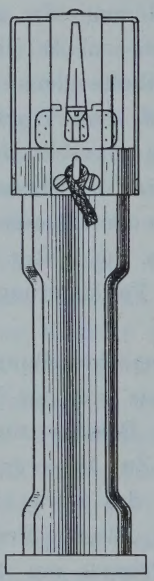


Abb. 9. Vorderansicht.

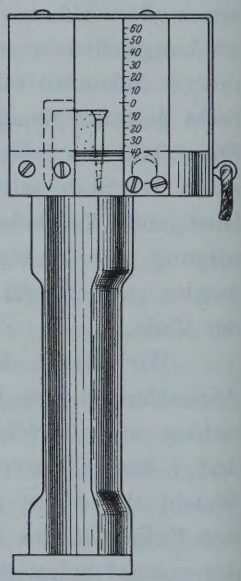


Abb. 10. Seitenansicht.

Beide Formen des Prismas, das freihändig gebrauchte, kurz gestielte und das auf einem Stab mit schwerer Spitze normal befestigte Prisma haben ihre Vorzüge. Das durch geringes Gewicht und kleinere Form ausgezeichnete Freihandprisma kann von dem Landmesser dauernd getragen werden, ist daher stets zur Stelle und für viele Messungszwecke ausreichend genau. Für genauere Ordinatenfußpunktbestimmungen ist das Stabprisma vorzuziehen.

Es wird eine Neukonstruktion vorgeschlagen, welche beide Anwendungsformen ermöglicht.

Das in Abb. 8 in Draufsicht und im Querschnitt, in Abb. 9 in Vorderansicht und in Abb. 10 in Seitenansicht wiedergegebene Instrument besteht aus dem Stiel mit drei zylindrischen Hohlkehlen und der darauf befestigten Platte mit eingebetteter Röhrenlibelle, Metallbeschlägen und dem Prismenglaskörper. Seine Form und sein Gewicht gestatten ständige Mitführung auf der Reise und bei der Feldarbeit in jedem

[1]) Eine Besprechung des Pentagon- und Doppelprismas und des Kreuzvisiers wird als Nachtrag zur vorliegenden Abhandlung später folgen.

Gelände. In der Hand frei gehalten, gibt es zuverlässigere Ergebnisse als das kurzgestielte Prisma alter Form, da die beim Gebrauch sichtbare Luftblase der parallel zur Prismenbasis eingelassenen Röhrenlibelle unmittelbar gegen Verkantung des Prismas und mittelbar durch die Herstellung gleicher Richtung zwischen Vorzielstange und Seitenzielstangenbild durch Kippung des Prismas gegen grobe Kippungsfehler schützt. Ist in einzelnen Fällen besondere Genauigkeit der Winkelabsteckung erwünscht, soll beispielsweise der Fußpunkt einer von der Messungslinie abzweigenden Ordinate mit einer der Längenmessungsschärfe entsprechenden Genauigkeit bestimmt werden, so ist das Prisma mit einer Hohlkehle seines Handgriffes an das obere Ende des zugehörigen, etwa 1,5 m langen Lotstabes anzulegen, Stab und Handgriff sind mit der Hand zu umklammern und als festverbundenes Instrument mit der Libelle lotrecht zu stellen und zur Bestimmung des Ordinatenfußpunktes zu verwenden. Die Verbindung beider Teile ist durch Abnahme des Prismas zu lösen, sobald der Fußpunkt gefunden ist und durch Feststellen des Lotstabs im Boden bezeichnet werden soll. Beschädigungen der Glasteile, Libelle und Prismenglas, durch Feststoßen des Stabes sind daher nicht zu erwarten.

Um Zeitverluste durch Herbeiholen des an seiner letzten Verwendungsstelle stehen gelassenen Lotstabs zu vermeiden, wird es sich empfehlen, mehrere Lotstäbe, welche ja auch als Fluchtstäbe Verwendung finden können, anzuschaffen. Als Lotstäbe können auch auf 1,5 m verkürzte, also abgebrochene Fluchtstäbe, im Notfalle auch gerade Stangen gleicher Länge gebraucht werden, da der Lotstab einmal als starres Lot nur die Horizontalprojektion des in Augenhöhe ermittelten Ordinatenfußpunktes bewirkt und sodann als auf dem Erdboden festgestellte Stütze die ruhigere Haltung des Prismas ermöglicht.

In Abb. 8 ist der Querschnitt und die Draufsicht auf die mit dem Handgriff fest verbundene Platte dargestellt. Im oberen Teil der Abbildung ist der Prismenglaskörper sichtbar. Er ist an seiner Spitze durch eine Schraube, an der Basis durch zwei Haken auf der Platte befestigt. Unterhalb der Prismenspitze ist parallel zur Prismenbasis die Röhrenlibelle eingelassen. Die zwischen der Libelle und dem Prisma eingetragenen, punktierten drei Kreise und der zwischenliegende dreizackige Stern deuten die Querschnitte der Lotstäbe und des Handgriffes an. Der Prismenglaskörper ist auf der Platte so gelagert, daß der Schnittpunkt des über das rechte Prismenbasisende führenden Vorzielstrahles mit dem von links einfallenden Seitenzielstrahl über der Mitte des an die rechte Hohlkehle des Handgriffes angelegten Lotstabes liegt.

Die als schmale Streifen unter und beiderseits der Platte der Abb. 8 dargestellten Querschnitte der Metallbeschläge sind in ihren Höhenverhältnissen durch die Abb. 9 und 10 wiedergegeben. Der in der Mitte vor der Platte (Abb. 9) angeschraubte Diopterstreifen mit keiligem, zur leichteren Beobachtung der Röhrenlibelle unten breiterem Zielausschnitt läßt durch diesen und an beiden Außenseiten den Prismenglaskörper mit der Spitzenschraube und die beiden spiegelnden Basisenden voll sichtbar erscheinen. Über der Prismenspitzenschraube ist ein auf dem Glaskörper aufgekitteter kleiner Spiegel als Querschnitt, in Abb. 8 zwischen den beiden oberen punktierten Lotstabquerschnittkreisen im Grundriß als schraffierte Fläche wiedergegeben. Zwischen seiner rechten Kante und dem rechten Befestigungshaken läuft eine gestrichelt gezeichnete, mit Pfeilspitzen versehene Ziellinie, deren Bedeutung später besprochen werden soll.

Abb. 10 zeigt dann, daß der hier rechts liegende Diopterstreifen im oberen Ende rechtwinklig umgebogen und in seiner Fortsetzung mit den weiteren Beschlägen, dem rechtwinklig umgebogenen Höhenteilungs- und dem weiter links liegenden Prismen-

schutzbügel vernietet ist. Zwischen diesen mit der Platte verschraubten Bügeln werden wiederum das Spitzenteil des Prismenglaskörpers zur Aufnahme der seitlich einfallenden Lichtstrahlen und die Spitzenschrauben voll sichtbar, während der Basisteil und die Befestigungshaken durch den Schutzbügel verdeckt nur gestrichelt zur Darstellung gelangen. Schließlich lassen die Abb. 9 und 10 an den unteren Enden des Handgriffes überragende rechtwinklige Streifen erkennen. Diese bilden die Querschnitte von Beschlägen, welche in ihrem Grundriß genau dem oberen Rand der Zeichnung Abb. 8 entsprechen. Die Prismen sind mit den Ausschnitten dieser Beschläge unter dem Handgriff und an der Platte an hochgestellte Latten oder Fluchtstangen anzulegen, um ihre lotrechte Stellung in der Vertikalebene der Libellenachse herzustellen.

Die vorgeschlagene Prismenkonstruktion soll mehrere, bei der Längenmessung auftretende Aufgaben lösen. Das neue Prisma wird eine der Schärfe der Lattenmessung entsprechende genauere Absteckung der Ordinatenfußpunkte ermöglichen und ferner unter voller Ausnützung der im Instrument befestigten Röhrenlibelle das Schnurlot zum Lotrechtstellen von Stangen und Meßlatten und zum Einrichten tiefliegender Punkte der Fluchtlinien, auch bei Sturm und im Gestrüpp fehlerfrei wirkend, ersetzen und mit dem mit Prozentteilung versehenen Höhenteilungsbügel Gefällprozentmessung bis auf halbe Prozente genau zur Reduktion schräg gemessener Längen und Profilaufnahmen gestatten.

Der zur Verwendung gelangende Prismenglaskörper hat die gleiche Form wie die bei den Prismenferngläsern benützten Prismen. Er ist höher als die bisher üblichen Gläser und gestattet daher steilere Zielungeu. Wesentlich ist die Neuerung, daß starke überragende Schutzdeckel aus Metall unmittelbar auf dem Glaskörper wegfallen. Die Höhen der toten Räume bei geneigten Zielstrahlen werden so verringert. Erfolgt die Einstellung des Vorziels auf das scheinbare Spiegelbild des Seitenziels an den äußersten Enden der Prismenbasis so werden die toten Räume auch bei steilen Sichten auf Strichstärke beschränkt. Die durch steile Seitenzielstrahlen bedingten unwillkürlichen Verkantungen sind also nicht zu befürchten. Die Abrundung der Basisenden des Glaskörpers ist ein weiterer Vorzug des gewählten Prismas. Sie gestattet auch die über das Basisende zum Prisma fallenden Vorzielstrahlen in den Spiegelfeldern der äußersten Basisenden auf die scheinbaren Bilder der ebenfalls zum Prisma fallenden Seitenzielstrahlen einzustellen, weil die vom Auge ausgehend im Prisma rückwärts verfolgten Strecken der Seitenzielstrahlen von den nach der Mitte des Prismas zu wachsenden Höhen der Basis- und Kathetenflächen nach oben reflektiert werden können. Liegt beispielsweise der obere Rand des Basisendes um den fünften Teil der Kathetenlänge tiefer als der obere Rand der Basismitte, so wird die Höhenneigung des im Prisma laufenden gebrochenen Seitenzielstrahles $0{,}2 \cdot l : (1{,}1 \cdot l) = \text{rd } 10^0$ betragen. Es können also auch unter 15^0 Höhenneigung zum Prisma fallende Seitenzielstrahlen im oberen Teil der Basisenden als scheinbare Spiegelbilder beobachtet und auf ebenfalls zum Prisma fallende Vorzielstrahlen eingestellt werden. Allgemein wird man wie beim Aufsuchen der Koinzidenzstelle am Nonius bei der Übereinanderstellung der Zielstangen in den äußersten Basisenden der vorgeschlagenen Prismenform auch für zum Prisma fallende Strahlen über nur strichstarke tote Räume hinweg durch Auf- und Niederführen des Auges eine genauere Deckung der Zielstangenverlängerungen als bisher durchführen können.

Wird das Prisma ohne Stab am Handgriff frei gehalten, so wird man bei ruhiger Hand die Luftblase der Libelle dauernd sichtbar machen können und somit eine Verkantung des Prismas von mehr als 1 bis 2% vermeiden. Bei dieser Prismenhaltung

sind auch die Außenkanten des Diopterstreifens und die neben den Basisenden des Prismas hochragenden Schutzbügelkanten auf 1 bis 2 % lotrecht gestellt. Aus der Beobachtung der Abstände der Vorzielstange von diesen Kanten kann die lotrechte Stellung der Vorzielstange gefolgert und berichtigt werden. Läuft auch das Seitenzielbild den Kanten parallel oder wird es durch Kippung des Prismas parallel gestellt, so wird der Kippungsfehler des Prismas ebenfalls bis auf einen unschädlichen Betrag zurückgeführt sein. Es kann nunmehr die Übereinanderstellung des Vorziels auf das Seitenzielbild mit der Gewißheit, daß sie erheblich genauer als mit dem Prisma alter Form erfolgen wird, durchgeführt werden.

Um die normale Haltung des Prismas bei Ordinatenfußpunktbestimmungen noch sicherer und schärfer zu erreichen und eine genaue Projektion des Scheitelpunktes des Absteckungswinkels auf den Erdboden zu erhalten, wird der Ordinatenfußpunkt erst näherungsweise mit dem in der Hand frei gehaltenem Prisma aufgesucht, dann der Lotstab an die vordere Hohlkehle angelegt, und mit dem Diopter bei einspielender Libelle die Fluchtstangen der Messungslinie beobachtet, schließlich der mit dem Prisma zugleich umklammerte Stab seitlich verstellt werden, bis die durch den Diopterausschnitt beobachteten Fluchtstangen bei einspielender Libelle sich genau decken, der Prismenlotstab also in der Vertikalebene der Messungslinie steht. Dabei kann die lotrechte Stellung der Fluchtstangen auf den einzelnen Punkten der Messungslinie vom Beobachter ohne Veränderung seines Standpunktes durch Vergleich des Verlaufs der Fluchtstangen mit den bei einspielender Libelle lotrecht stehenden Mittellinie und Kanten des Diopters und des Schutzbügels nachgeprüft werden. Wenn im Steilgelände die Fluchtstangen der Messungslinie sich nur teilweise oder gar nicht decken, ist von der vorgeschlagenen Ablotungseinrichtung, dem auf dem Glasprisma aufgekitteten Planspiegel, Gebrauch zu machen. Der Lotstab ist unter Beobachtung der dauernd einspielend gehaltenen Libelle so weit zu kippen, bis die Lichtstrahlen der höherstehenden Fluchtstangen im Planspiegel reflektiert werden. Dieses Spiegelbild ist dann mit der tieferstehenden, unmittelbar durch den Diopterausschnitt angezielten Fluchtstange der Messungslinie zur Deckung zu bringen.

Ist der Lotstab scharf in die Messungslinie eingerichtet, so wird die linke Hohlkehle des Instruments an das obere Ende des Lotstabes angelegt, wenn die Fluchtstäbe rechts vom Beobachter als Seitenziele benutzt werden sollen. Der Lotstab wird dann mit der Libelle in der Vertikalebene der Messungslinie lotrecht aufgerichtet, die senkrechte Stellung der Vorzielstange geprüft und die Lage des Vorziels zum gespiegelten Seitenziel in der linken Basisecke, welche über der Lotstabmitte liegt, beobachtet. Die Stellung des Lotstabes in der Messungslinie ist dann bis zur vollkommenen Deckung des Vorziels mit dem scheinbaren Spiegelbild des Seitenziels in bekannter Weise durch seitliche Verschiebung in der Messungslinienlotebene zu berichtigen. Umgekehrt ist die rechte Hohlkehle des Instruments an den Lotstab anzulegen, wenn die linke Seite der Messungslinie geeignete Seitenziele bietet. Doppelseitige Beobachtung wird eine wirksame Kontrolle der Absteckung bilden. Bei einer der Ordinatenlänge mindestens gleichen Seitenstrahlenlänge werden aber gute, durch scharfe Ablotung gesicherte Ergebnisse schon bei einseitigen Zielungen zu erwarten sein.

Reichen bei großen Höhenunterschieden der Ziele auch hochgestellte Meßlatten nicht aus zur Herstellung gleichgroßer Zielstrahlenneigungen, so können auch die bei einspielender Libelle lotrecht stehenden Kanten des Diopters und Schutzbügels zur Herstellung idealer Verlängerungen der Zielstangen durch Beobachtung und durch Absetzen gleicher Abstände in der oberen Prismenkante herangezogen werden.

Genügt auch dieses Mittel nicht, so ist zur Absteckung der rechten Winkel ein besonderes Verfahren einzuschlagen. Die Fehlertafel für Prismenkippungen, Abb. 5, zeigt, daß horizontal laufende Seitenstrahlen auch bei größeren Kippungen des Prismas genau rechtwinklig gebrochen werden. Man bildet daher einen horizontal laufenden Seitenzielstrahl durch Zielung über die Nullkimme und das Korn des Höhenkreisbügels bei einspielender Libelle, bezeichnet an einer, möglichst weit vom Beobachter abstehenden Fluchtstange der Messungslinie die Horizontale durch ein angeheftetes Papier, Taschentuch oder auf andere Weise, kippt sodann das mit seinem Schutzbügel an das obere Ende des lotrecht gestellten Lotstabes angelegte Instrument, bis das gespiegelte Bild des markierten Horizontalpunktes der Messungslinienvertikalebene in die Höhe des Vorziels fällt, und wiederholt diese Absteckung nach seitlicher Verstellung des Lotstabes bis zur völligen Deckung der Ziele. Genaue Lotrechtstellung des Lotstabes ist erforderlich, um die am Stab anliegende Prismenbasisecke genau auf den Erdboden projizieren zu können. Zugleich ist der Lotstab auch so fest aufzustellen, daß durch den seitlichen Druck des Instrumentes beim Kippen keine Verschiebung des Stabkopfes erfolgt. Zweckmäßig wird man daher den Lotstab noch durch einen zweiten Fluchtstab, welcher in der Messungslinienvertikalebene schräg an den Lotstab als Strebe anzulegen und am senkrecht stehendem Lotstab mit einer Hand festzuhalten ist, stützen, während mit der zweiten Hand die Kippung des Instruments ausgeführt wird. Die Röhrenlibelle muß bei der Übereinanderstellung der Ziele genau einspielen, weil nach der Verkantungsfehlertafel, Abb. 7, auch bei horizontal laufenden Seitenzielstrahlen Verkantungen des Instruments Absteckungsfehler bedingen, und weil man leicht geneigt ist, durch unwillkürliche Verkantung des Instruments das scheinbare Spiegelbild der Seitenzielstange, welches bei der Instrumentkippung verkantet wird, aufzurichten.

Ein weiterer Weg, bei steil zum Prisma ansteigenden Vorzielstrahlen die Ordinatenfußpunktabsteckung durchzuführen, ist der, die Vorziele mit der vorgeschlagenen Spiegelablotvorrichtung des Instruments erstmals von dem näherungsweise bestimmten Ordinatenfußpunkt aus in eine dem Seitenstrahl ungefähr gleich geneigte Ebene genau lotrecht zu heben, diesen lotrecht über dem Vorziel liegenden Punkt zu markieren, dann die Absteckung nach diesem markierten Punkt durchzuführen und von dem neu bestimmten Ordinatenfußpunkt aus das ganze Verfahren zu wiederholen, bis der heraufgelotete markierte Vorzielpunkt auch normal zur Seitenziellinie liegt. Dieses Absteckungsverfahren wird um so genauer, je weiter der markierte Punkt vom Beobachter abliegt. Anstatt ihn zu markieren, wird es auch ausreichen, sich seine Lage zu gegebenen markanten Fernpunkten zu merken. Notwendig ist große Genauigkeit bei der Auflotung des Vorziels. Sie wird durch den mit der Libelle verbundenen Planspiegel in der vorgeschlagenen Form sicherer und genauer als mit dem Schnurlot erfolgen.

Beide Absteckungsverfahren werden bei ausnehmend tiefliegenden Vorzielen, also von Messungslinien aus, welche auf Dämmen liegen, Anwendung finden. Bei höherliegenden Vorzielen wird das Aufrichten hoher Stangen (Meßlatten) auf den Seitenzielpunkten zumeist genügen, weil bereits das etwa 1,5 m über dem Erdboden in Anwendung kommende Instrument die Höhenneigungswinkel der zum Prisma fallenden Vorzielstrahlen vermindert.

Der Höhenteilungsbügel dient mit seiner, bei einspielender Libelle horizontal liegenden Ziellinie, Nullkimme—Korn, zur Aufnahme von Querprofilen. Als Latte ist die hochgestellte Meßlatte zu verwenden. Sind bei Querprofilaufnahmen auch Horizontalabstände, welche schwer meßbar sind, zu bestimmen, so wird man für Kosten-

vorarbeiten diese Längen ausreichend genau durch Ablesung der Gefällprozente für die Enden eines 3 bis 4 m langen Abschnitts der hochgestellten Meßlatte als Quotient, Lattenabschnitt dividiert durch den Unterschied der beiden Gefällprozente, errechnen können. Wählt man als unteres Ende des konstanten Lattenabschnitts die der Lotstablänge entsprechende Höhe 1,5 m, so kann die Gefällprozentablesung für diesen Punkt der Meßlatte auch zur Berechnung des Höhenunterschieds zwischen dem Beobachter- und dem Lattenstandpunkt nutzbar gemacht werden. Es genügen also zwei Gefällprozentablesungen zur Bestimmung des Abstandes und der Geländehöhe des Meßlattenstandpunktes. Die Ablesung am Höhenkreisbügel mit Teilstrichen von 5 zu 5 % wird schätzungsweise bis auf $\pm$ 0,3 % genau erfolgen können. Hieraus kann ein mittlerer Fehler von

$$\pm 0{,}3 \cdot \sqrt{2} = 0{,}4\ \%$$

für die Bestimmung des konstanten Lattenabschnitts, für 10 m Abstandsgröße $\pm$ 4 cm für 3,0 m Lattenabschnittslänge $\pm$ 0,04 : 3 = 1 : 75 der Abschnittslänge und schließlich für den Abstand der Meßlatte 10 : 75 = $\pm$ 0,14 m mittlerer Längenfehler errechnet werden. Für 20 m Abstand der Meßlatte vom Beobachter erhöht sich dieser mittlere Fehler auf den vierfachen Betrag, also $\pm$ 0,5 m. Zur genauen Einstellung der Libelle und zur Sicherung der Lotstabstellung bei der Ablesung der Gefällprozente wird man wie schon vorher beschrieben ist, einen zweiten Fluchtstab als Strebe in der Zielrichtungslotebene einsetzen und mit dem senkrecht gestellten Lotstab zusammen festhalten.

Die Bestimmung der Gefällprozente zur Reduktion schräg gemessener Längen wird im Gelände bis 10 % Steigung zur Beschleunigung der Messung beitragen. Bei diesen Geländesteigungen pflegt der Lattenleger beim Abloten mit dem Schnurlot das abzulotende Ende der Meßlatte zumeist zu hoch zu heben oder jede Lotung zu unterlassen, also fast immer zu lang zu messen. Mißt man mit aufliegender Latte und legt man alle 20 m eine Strecke vor, deren Größe dem Quadrat der am Höhenbügel des Instrumentes abzulesenden Gefällprozente des Geländes in Millimetern entspricht, so wird die Messung schneller und zumeist auch schärfer durchgeführt werden können.

Die Verwendung der Spiegelablotvorrichtung zum Einrichten des Lotstabes in ausgesteckte Messungslinien ist bereits bei der Absteckung der Ordinatenfußpunkte besprochen worden. Die Ablotvorrichtung des Instrumentes wird allgemein zur unmittelbaren Absteckung von Bodenpunkten (Pfählen) in der Nähe des Beobachters, zum Ausrichten von Messungslinien über steile Hänge und zum Einrichten von Zwischenpunkten in tiefen Hohlen vorteilhaft zu benützen sein. Hervorzuheben ist, daß sie auch bei starkem Wind und im Unterholz und Gestrüpp wirksam bleibt, während das Schnurlot unter gleichen Verhältnissen durch Ablenkung der Schnur versagen würde, und daß an der Zahl und Länge der Fluchtstangen beim Ausrichten von Linien im Steilgelände gespart werden kann, weil größere Höhenunterschiede mit der Ablotvorrichtung ohne Zwischenstangen überbrückt werden können.

Schließlich ist noch ein Vorschlag zur vollen Ausnutzung des Prismenglaskörpers zu besprechen. Für die Absteckung rechter Winkel werden nur die Enden der Hypotenusenflächen des Prismas bis etwa zu $^1/_3$ der Hypotenusenlänge zur Spiegelung der im Prisma rechtwinklig zu brechenden Lichtstrahlen benötigt. Für das mittlere Drittel der Hypotenusenfläche des Prismas kann der Spiegelbelag erspart werden, da dieses Drittel von den vorgenannten Lichtstrahlen nicht getroffen wird. Schneidet man, wie in Abb. 11 (S. 138), von der rechten Basisecke des Prismas ein gleichschenkliges Dreieck ab, die Länge des Schenkels etwa gleich zwei Dritteln der Prismenkathete genommen,

so wird die Basis des gleichschenkligen Dreiecks mit den Schenkeln je einen Winkel von 67,5°, mit den in den Basisenden errichteten Einfallsloten also je einen Winkel von 22,5° einschließen. Ist die Basis des gleichschenkligen Dreiecks im Lichtstrahl, so wird dessen Fortsetzung außerhalb des Prismas infolge der Lichtbrechung, den Berechnungskoeffizienten für Kronglas mit 1,53 angenommen, einen Winkel von 35,8°, seine Rückwärtsverlängerung im Prisma mit den beiden Dreiecksschenkeln einen Winkel von 54,2° einschließen. Zeichnet man beide Rückwärtsverlängerungen im Prisma aus, so entsteht ein zweites gleichschenkliges Dreieck, dessen Basiswinkel je gleich dem Unterschied $67{,}5 - 54{,}2 = 13{,}3°$ sind. Der Außenwinkel an der Spitze dieses Dreiecks wird also $2 \cdot 13{,}3 = 26{,}6°$ groß sein.

Dieser Außenwinkel, der Schnittwinkel der beiden vor und hinter dem Glasprisma laufenden Lichtstrahlen, welche ungefähr in der Mitte der spiegelbelagfreien Hypotenusenfläche des Prismas und im ersten Drittel der Kathetenflächen von der Prismenspitze aus in das Prismenglas ein- und austreten, ist nahezu konstant. Er ändert sich nur um wenige Minuten, wenn die außerhalb des Prismas liegenden Strecken der Lichtstrahlen je um einen vollen Grad nach rechts oder links geschwenkt werden. Der numerische Wert der Tangente dieses Außenwinkels (tang 26,6°) beträgt 0,501. Man kann diesen auffallend nahezu runden Wert zu einer wirksamen Messungsprüfung ausnützen. Ist für einen Grenzpunkt in der Messungslinie der Ordinatenfußpunkt abgesteckt worden, so wird man auf dem Grenzpunkt gegen die Ordinate den konstanten Winkel mit dem Instrument auf etwa 5 m Länge absetzen, den abgesetzten, mit einer Fluchtstange bezeichneten Winkelschenkel bis zur Messungslinie verlängern und bei der Längenbestimmung der Messungslinie diesen Schnittpunkt und den Ordinatenfußpunkt ablesen. Der Längenunterschied dieser beiden Maße wird dann die Hälfte der Ordinatenlänge betragen bis auf einen kleinen konstanten Fehler, welcher von der Größe des genau bestimmten Brechungskoeffizienten des Prismenglases abhängig ist und als geringer Prozentbetrag der Ordinatenlänge überschlägig zu ermitteln ist.

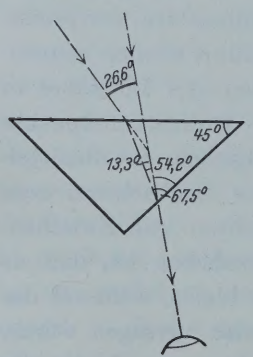


Abb. 11.

Die Einweisung des Instrumentes in die gegebene Ordinatenlinie wird durch die auf dem Glasprisma, Abb. 8, zwischen den Kanten des Ablotungsspiegels und den Befestigungshaken liegenden beiden Rinnen bestimmt. Die Mittellinien dieser Rinnen sind bei Herstellung des Instruments durch Abfeilen und Schleifen der Haken und Spiegelkanten auf die mit den Prismenkatheten gebildeten Sollwinkel von 54,2° Größe (Abb. 11) abzustimmen, so daß der mittlere Zielfehler in der Rinne nicht über $\pm 1°$ wächst. Die Absteckung des nahezu konstanten Winkels von 26,6° Größe kann nur in der Horizontalebene des Instruments erfolgen. Tieferliegende Ziele werden nach den für die geneigten Lichtstrahlen an den Abb. 1 und 2 besprochenen Fällen seitlich verschoben. Lotrechte Stangen werden also nach Brechung ihrer Lichtstrahlen in der Basis- und in den Kathetenflächen unter den vorderen Enden der Rinnen als stark gekrümmte Linien erscheinen. Die Kurvenform der unter dem Horizont liegenden Vertikallinien und die bunte Färbung der Bilder bilden aber kein wesentliches Hindernis, in etwa 5 m Abstand vom Beobachter im Horizont des Instruments den konstanten Winkel mit abgeloteten Fluchtstangen bis auf wenige Zentimeter genau herzustellen und auf den Erdboden zu projizieren.

Für ein fehlerfreies Instrument der vorgeschlagenen Form sind nachstehende Justierbedingungen zu erfüllen: Die Achsen der zylindrisch geformten Anlegeflächen

des Handgriffs, die Mittellinie und die Außenkanten des Diopters, die neben den Prismenbasisenden stehenden Kanten des Schutzbügels und die drei Kanten des Prismenglaskörpers müssen gleichgerichtet sein. Die Röhrenlibellenachse muß senkrecht zu den vorgenannten Linien und senkrecht zur Zielebene, welche von der Mittellinie des Diopters zur Mitte des Planspiegels auf dem Prisma führt, angeordnet werden. Der Planspiegel und die Nullinie des Höhenkreisbügels, Kimme—Korn, sollen bei einspielender Libelle horizontal liegen.

Alle vorgenannten Justierbedingungen sind vom Mechaniker zu erfüllen. Justierschrauben zur nachträglichen Berichtigung einzelner Instrumentteile sind zu vermeiden. Durch Umwechseln des Handgriffes am senkrechten Lotstab und Umkehren der Zielinien können alle Justierbedingungen ohne Änderung des Standpunktes vom Beobachter auf genaue Erfüllung nachgeprüft werden.

Zum Schluß bemerke ich, daß ich auf die hier entwickelten Konstruktionsgedanken meine Rechte gewahrt wissen will, und daß ich erwarte, daß die Werkstatt, welche die Ausführung des Instruments übernehmen will, sich mit mir über Einzelheiten verständigt.

Bemerkung zu meinen beiden ersten Mitteilungen: „Integration vermittels des Kurvimeters".

Von
Hans Schwerdtfeger in Göttingen.

Es handelt sich im folgenden um den Beweis einer ganz einfachen Tatsache, deren Bestehen für die Richtigkeit eines von mir früher angegebenen mechanischen Integrationsverfahrens[1]) von Bedeutung ist und welche über dies hinaus noch interessant zu sein scheint. Hier wurde die Integration einer im Prinzip in sehr weiten Schranken willkürlichen Funktion $f(x)$ in den Grenzen a, b auf die Ausmessung der Länge einer gewissen ebenen Kurve reduziert. Diese Kurve ergab sich als irgendeine aus der Schar der Integralkurven einer Differentialgleichung von der Form:

$$q(\xi)\,d\xi - r(\eta)\,d\eta = 0.$$

Darin sind q, r zwei bekannte Funktionen[2]), die sich aus der zu integrierenden Funktion und zwei weiteren willkürlichen, passend zu bestimmenden Funktionen, von denen nur einmalige Differenzierbarkeit verlangt werden muß, zusammensetzen. Der Kürze halber werde das Integrationsverfahren als bekannt vorausgesetzt.

Seien (x, y) die Punkte eines gewöhnlichen, ebenen, rechtwinkligen Koordinatensystems; von diesem gehen wir durch die beiden in dem Intervall $a \leqq x \leqq b$ differenzierbaren und umkehrbaren Gleichungen

$$\xi = \varphi_1(x), \qquad \eta = \varphi_2(y) \tag{1}$$

zu einem durch die Funktionen φ_1, φ_2 bestimmten, ebenfalls rechtwinkligen Funktionsleitersystem über, zwischen ξ und η die noch unbekannte, aus der Differentialgleichung zu bestimmende Beziehung

$$\eta = g(\xi) \tag{2}$$

---

[1]) Vgl. Integration vermittels des Kurvimeters I, *diese Zeitschr.* **47.** *S. 544, 1927* und II, **48.** *S. 125. 1928.* Hier kommt in erster Linie die zweite Mitteilung, kurz mit (II) zitiert, in Frage, da in dem Fall der ersten Mitteilung die hier zu erörternde Tatsache vollkommen trivial ist. Vgl. insbesondere die Gl. 10) in (II).

[2]) Vgl. die Gl. II, 9).

vorausgesetzt. Die Funktion $g(\xi)$ sei irgendein partikuläres Integral unserer Differentialgleichung; die Gesamtheit aller partikulären Integrale kann man darstellen in der Form

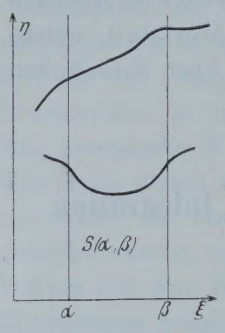
$$\eta = \gamma(\xi, c),$$

unter c einen Parameter verstanden, der im allgemeinen jeden Wert annehmen kann. Zu jedem einzelnen Wert von c gehört eine und nur eine Integralkurve der Differentialgleichung, deren graphisches Bild in dem Funktionsleitersystem (ξ, η) mit C_c bezeichnet werden möge.

Ferner sei

$$\alpha = \varphi_1(a), \qquad \beta = \varphi_2(b);$$

dann nennen wir $S(\alpha, \beta)$ den nach rechts und links abgeschlossenen Streifen der (ξ, η)-Ebene, welcher durch die beiden zur ξ-Achse senkrechten Geraden $\xi = \alpha$ und $\xi = \beta$ berandet ist; vgl. Abbildung. Die Teilmenge aus der Menge aller Kurven C_c, die jede der beiden Randgeraden von $S(\alpha, \beta)$ wenigstens einmal reell schneidet und in den Punkten, die sie mit $S(\alpha, \beta)$ gemeinsam hat, keinerlei Singularitäten aufweist, bezeichnen wir mit (C_c'). Die Bedingung, daß solche Kurven C_c' überhaupt in irgendeinem Sonderfall existieren, läßt sich offenbar durch geeignete Beschränkung der zur Integration zuzulassenden Funktionen $f(x)$ stets erfüllen. Von den in dieser Weise bestimmten Kurven C_c' betrachten wir jeweils nur diejenigen Stücke, die aus Punkten von $S(\alpha, \beta)$ bestehen. Diese Stücke nennen wir $C_c'(\alpha, \beta)$. Dies alles vorausgesetzt, lautet die Behauptung:



Die Länge der Kurvenstücke $C_c'(\alpha, \beta)$ ist eine und dieselbe für alle Werte des Parameters c.

Zum Beweise ist es nur notwendig, nachzuweisen, daß man die Bogenlänge irgendeines der Kurvenstücke $C_c'(\alpha, \beta)$ immer eindeutig in einer von c unabhängigen Weise darstellen kann. Betrachten wir die spezielle Kurve C_{c_1}', gegeben durch

$$\eta = \gamma(\xi, c_1) \quad \text{oder} \quad Q(\xi) + R(\eta) = c_1. \tag{3}$$

Sind dann die Umkehrungen der Gl. 1)

$$x = p_1(\xi), \qquad y = p_2(\eta), \tag{4}$$

so hat man für die Bogenlänge der Kurve $C_{c_1}'(\alpha, \beta)$

$$\int_\alpha^\beta \sqrt{\left(\frac{dp_1(\xi)}{d\xi}\right)^2 + \left(\frac{dp_2(\eta)}{d\eta}\right)^2 \left(\frac{d\eta}{d\xi}\right)^2}\, d\xi. \tag{5}$$

Nun ergibt sich aber durch Differentiation von 3) gerade die Differentialgleichung, die man auch schreiben kann in der Form

$$\frac{d\eta}{d\xi} = \frac{q(\xi)}{r(\eta)},$$

und dies in das Integral (5) eingesetzt, zeigt, daß es in der Tat von c_1 unabhängig ist. Geht man dann noch auf die Definition der Funktionen q, r mit Hilfe von p_1, p_2, f zurück, wie sie in (II, 9) angegeben ist, so bekommt man für das Integral unter 5) die einfache Darstellung (II, 4) oder wegen 1):

$$\int_a^b f(x)\, dx.$$

Im Zusammenhang mit dem mechanischen Integrationsverfahren ist die soeben bewiesene Bemerkung also fast als selbstverständlich zu bezeichnen. Unabhängig davon haben wir aber folgendes bewiesen:

Zu einer jeden Differentialgleichung der oben angegebenen Form kann man ein rechtwinkliges Funktionsleitersystem angeben, in dem die graphischen Bilder der Integralkurven, die in der näher beschriebenen Weise durch einen zur η-Achse parallelen Streifen hindurchgehen, in eben diesem Streifen $S(\alpha, \beta)$ alle die gleiche Länge haben.

Was diese Aussage für das Integrationsverfahren bedeutet, macht man sich am leichtesten an einem speziellen Beispiel klar.

Im Anschluß hieran sei noch auf eine Eigenschaft unseres Integrationsverfahrens hingewiesen, welche den meisten anderen graphischen oder mechanischen Methoden nicht zukommt; wenn $f(x)$ die zu integrierende Funktion ist, so ist es möglich, in dem Intervall $a \leqq x' \leqq b$ eine im Prinzip beliebig genaue Approximation für die Funktion

$$F(x') = \int_a^{x'} f(x)\,dx$$

anzugeben. Man braucht dazu nur eine Unterteilung des Intervalles (α, β) der ξ-Achse durch die Punkte

$$\alpha = \xi_0, \xi_1, \ldots, \xi_{n-1}, \xi_n = \beta,$$

die etwa äquidistant gewählt werden können. Dann mißt man nacheinander die Längen der Kurvenstücke

$$C'(\xi_0, \xi_1),\ C'(\xi_0, \xi_2), \ldots,\ C'(\xi_0, \xi_n),$$

deren letztes mit $C'(\alpha, \beta)$ übereinstimmen kann und findet so bzw. die Werte der Integrale

$$I(a, x_r') = F(x_r') = \int_a^{x_r'} f(x)\,dx \qquad (r = 1, 2, \ldots, n),$$

wenn

$$x_r' = p_1(\xi_r)$$

gesetzt ist. Durch ein einfaches Interpolationsverfahren erhält man dann auf Grund der bekannten $(n+1)$-Werte der Funktion $F(x)$ eine angenäherte Darstellung dieser Funktion durch eine ganze rationale Funktion vom Grade n, gültig in allen Punkten des abgeschlossenen Intervalles $\langle a, b \rangle$.

Referate.

Das Nauener funkentelegraphische Zeitsignal.

Von P. Meier. *Die Uhrmacherkunst.* **53.** *S. 774—781. 1928.*

Über den ausführlichen Aufsatz, den der Verfasser in der genannten Zeitschrift veröffentlicht, soll hier nur insoweit berichtet werden, als die Beobachtung des Koinzidenz-Zeitsignals und deren Auswertung behandelt werden. Das für wissenschaftliche Zwecke eingerichtete Koinzidenzsignal wird für den Uhrmacher nur in Ausnahmefällen von Bedeutung sein, denn seine Aufnahme erfordert, wenn keine besonderen Aufnahmeeinrichtungen vorhanden sind, besondere Übung. Außerdem reicht die Genauigkeit des bekannten sogenannten „Onogo"signals für die Zwecke der Uhrentechnik vollkommen aus. Eine höhere Genauigkeit der Uhrstandsbestimmung für Reglagezwecke zu verlangen, heißt die technischen Schwierigkeiten dieser Kunst unterschätzen.

Die Funkstelle Nauen sendet bekanntlich im Anschluß an das „Onogo"signal ein Koinzidenzsignal (siehe Ref. in *dieser Zeitschr.* **44.** *S. 503. 1924*), das als Zeitnonius für die durch die Schläge der Beobachtungsuhr festgelegte Zeitskala bezeichnet werden kann, dessen Zweckmäßigkeit für genaueste Uhrvergleichungen bzw. Uhrstandsbestimmungen ganz außer Frage steht.

Das Koinzidenzsignal besteht aus 301 Strich- und Punktzeichen, die so angeordnet sind, daß 5 mal je 59 Punktsignale von etwa $^1/_{10}$ sec Dauer durch Strichsignale von $^1/_2$ sec Dauer zeitlich eingerahmt werden. Der Zeitabstand der Signale beträgt 0,977 sec. Man benutzt das Koinzidenzsignal, indem man das Zusammenfallen der im Hörer der Funkempfangsanlage ertönenden Punktzeichen mit dem Sekundenschlag der Uhr beobachtet und sowohl die Nummer des der Koinzidenz entsprechenden Signalpunktes als auch die entsprechende Sekunde feststellt. Bei der weiteren Auswertung müssen noch Korrektionen berücksichtigt werden, die erforderlich werden, weil der Beginn der Signalreihe, der zwar mit dem Onogosignal gekoppelt ist, sowohl, als auch der Zeitabstand der Signalpunkte schwanken können. Außerdem muß noch der Minutenbetrag des Uhrstandes bekannt sein.

Der Verfasser teilt zwei Methoden der Aufnahme des Koinzidenzsignals mit, die die Auffassung der Koinzidenzen, die eine gewisse Übung verlangt, wesentlich erleichtern und daher die Beobachtungsgenauigkeit erhöhen.

Hat die Beobachtungsuhr einen elektrischen Kontakt, so schaltet man diesen zur Empfangsanlage parallel. Die gefunkten Signale werden dann nur bei geöffnetem Uhrkontakt gehört. Entsprechend der Dauer des Uhrkontaktes fallen mehrere oder weniger Punktzeichen des Signals aus. Schaltet man den Uhrkontakt hinter das Empfangstelephon, so sind nur die Zeichen zu hören, die bei gerade geschlossenem Uhrkontakt erfolgen. Zur Ermittlung der Signalnummer müssen die ausgefallenen Zeichen anderweit hörbar gemacht werden, was mit Hilfe eines besonders geschalteten Lautsprechers geschehen kann.

Registriert man die Koinzidenzen auf einem Chronographen, dann bietet die Aufnahme des Zeitzeichens keine Schwierigkeiten.

Zur eigentlichen Auswertung der, wie vorstehend erläutert, beobachteten Koinzidenzen werden zwei vom Verfasser veröffentlichte Tabellen benutzt. Die eine enthält die den einzelnen Signalen entsprechenden, seit Beginn des Anfangssignals verflossenen Zeiten, gegeben für den normalen Zeitabstand von 4 min 53,1 sec zwischen Signal 0 und Signal 300.

Die andere gibt die Korrekturen dieser Zeiten für den Fall, daß der Zeitraum zwischen den Anfängen des ersten und letzten Strichsignals schwankt; sie ist berechnet für Änderungen dieses Zeitraumes bis zu 0,1 sec.

Die Anbringung der Korrektionen an die Beobachtungen ist erst dann möglich, wenn diese, die von der Deutschen Seewarte ermittelt und regelmäßig in den *Astronomischen Nachrichten* veröffentlicht werden, vorliegen.

Auch der weniger geübte Beobachter kann das Koinzidenzsignal gut benutzen, wenn er nur den Stand seiner Uhr auf einige Zehntelsekunden genau ermittelt hat, wozu er das vorausgehende Onogosignal aufnehmen kann. Er wird sich dann zweckmäßig ganz auf die Auffassung der Koinzidenz konzentrieren und nur entweder die Nummer des dieser entsprechenden Signalpunktes oder die Sekunde seiner Uhr festhalten.

Bei bekannter Sekunde wird zu dieser der Uhrstand mit dem ihm zukommenden Vorzeichen addiert und die Zeit der Abgabe des Signals 0 subtrahiert. Mit dem erhaltenen Resultat wird in die Tabelle 1 eingegangen. Der dort gefundenen, dem Resultat am nächsten liegenden ganzen Zahl entspricht dann die Nummer des koinzidierenden Signalpunktes. Die weitere Auswertung erfordert dann nur noch die Anbringung der erwähnten Korrektionen.

Bei beobachteter Signalnummer wird aus Tabelle 1 die Koinzidenzzeit entnommen, zu der der vorher bestimmte Uhrzustand mit umgekehrten Vorzeichen und die Abgabezeit des Signals 0 addiert wird. Die dem Resultat am nächsten liegende ganze Zahl ist die Sekunde der Koinzidenz. Es sind dann noch die vorstehend erwähnten Korrektionen anzubringen. Der Vorteil der Koinzidenzbeobachtungen ist der, daß der Fehler in der Auffassung um eine Anzahl von Sekunden nur einen Fehler der Standbestimmung von: Anzahl $\times$ 0,023 sec ergibt, wobei das Vorzeichen zu beachten ist. *W. Keil.*

Der selbstregistrierende Empfang der Nauener Zeitsignale auf der Leipziger Sternwarte.

Von J. Weber, H. Richter und H. Geffcken. *Astron. Nachr.* **230.** *Nr. 5511. S. 273—286. 1927.*

Die Verfasser beschreiben eine Anordnung, mit der sie die Zeitsignale der Großfunkstelle Nauen durch Relaisempfang aufnehmen. Als Relais verwenden sie das von Richter und Geffcken entwickelte „Glimmrelais", dessen Wirkungsweise hier als bekannt vorausgesetzt werden muß. Das Glimmrelais besitzt besondere Vorzüge vor der Elektronenröhre, vor allem einen außerordentlichen Verstärkungsgrad. Für die Zeitzeichenaufnahme ist vor allem günstig, daß zur Einleitung der „Zündung", d. h. zur Auslösung seiner Funktion, außerordentliche geringe Stromstärken — 10^{-8} A und weniger — ausreichen; dazu arbeitet das Relais praktisch trägheitslos.

Das Glimmrelais wird grundsätzlich so geschaltet, wie es die Abb. 1 zeigt. Im Anodenkreis des Hochfrequenzrohres E liegt der Widerstand W_1. Zwischen der Anode dieses Rohres und W_1, bei x zweigt die zur Zündelektrode des Glimmrohres führende Leitung ab. In dieser liegt der Widerstand W_2. Die Spannung der Zündelektrode hängt von W_2 und dem Widerstand des Rohres E ab; sie ist durch Einstellung von W_1 und W_2, die zusammen ein Potentiometer darstellen, regelbar. Da der Widerstand des Rohres E zunimmt, wenn Hochfrequenzschwingungen in dieses Rohr gelangen, so zündet die Zündelektrode bei geeigneter Einstellung, und im Anodenkreis beginnt ein Strom zu fließen, der durch das mechanische Relais jeweils nach Auslösung eines Zeichens wieder unterbrochen wird. Die Größenordnung dieses Stromes ist 20—50 mA. Ströme dieser Größenordnung reichen aus um auch ein weniger empfindliches Relais zu betreiben; man kann daher den Glimmstrom unmittelbar durch die in geeigneter Weise umgewickelten Spulen des Chronographen schicken.

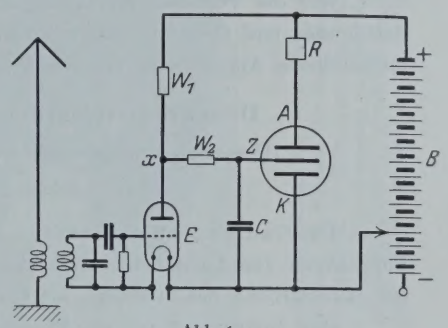


Abb. 1.

Das Glimmrelais nach Richter und Geffcken wird von der Firma O. Preßler-Leipzig in dem sogenannten „Audionsatz" mit den Potentiometerwiderständen W_1 und W_2 und dem Kondensator C in einen Kasten vereinigt in den Handel gebracht. Die gleiche Firma bringt auch einen

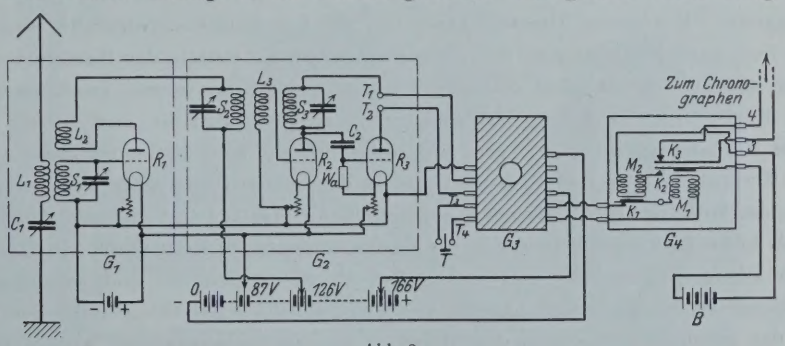


Abb. 2.

„Relaissatz" in den Handel, der das „Löschrelais" und ein besonderes Steuerrelais enthält. Durch die Verwendung dieser beiden käuflichen Geräte wurde die Zusammenstellung der Zeitzeichenempfangsanordnung außerordentlich erleichtert. Aus dem in der Abb. 2 gegebenen Schaltschema der Leipziger Empfangsanlage wird der Aufbau der endgültigen Anordnung deutlich ersichtlich. G_1 und G_2 enthalten die Hochfrequenzverstärker und das Empfangsaudion R_3. Diese Teile der Schaltung bedürfen einer weiteren Erläuterung nicht. G_3 deutet den „Audionsatz" an, der die oben erwähnten Schaltelemente enthält. Die Einzelheiten der Schaltung des Relaissatzes gehen aus dem unter G_4 zusammengefaßten Teilen des Schaltschemas hervor, ebenso seine Wirkungsweise. Der für den Betrieb erforderliche Anodenstrom wird aus Anodenbatterien oder über ein Netzanschlußgerät aus dem Lichtnetz entnommen.

Die Einstellung der Apparatur erfordert zunächst eine sorgfältige Abstimmung des Empfängers $G_1 G_2$. Dann erst wird die Verbindung mit dem Audionsatz G_3 hergestellt; worauf die Anodenspannung nachreguliert werden muß. Es hat sich als praktisch erwiesen mit möglichst schwacher Rückkoppelung zu arbeiten, damit das Glimmrelais gleichmäßig arbeitet. Zur Abstimmung des Empfängers wird an den Klemmen $T_1 T_2$ ein Telephon angeschlossen.

Wie zahlreiche Zeitzeichenaufnahmen der Nauener Onogo- und Koinzidenzsignale, die in größerem Umfange belegt werden, ergaben, ist die Genauigkeit, die mit der Apparatur erreicht wird, recht befriedigend. Die automatische Aufnahme ist hinsichtlich der Koinzidenzsignale an Genauigkeit der Aufnahme durch Abhören erheblich überlegen. In Verbindung mit einer Schaltuhr, die die Apparatur jeweils kurz vor den Sendezeiten der Zeitzeichen einschaltet, sind völlig selbsttätige Zeitzeichenregistrierungen möglich.

Wie die Verfasser andeuten, ist das Glimmrelais weiterer vielseitiger Verwendung in der Astronomie und Geodäsie fähig. Es ist auch für viele physikalische Zwecke ein sehr brauchbares, umständliche Apparaturen vereinfachendes Steuerorgan. *W. Keil.*

Druckregistriertheodolit aus den Werkstätten Gaumont.

(Goniomètre enregistreur à frappes présenté par les Etablissements Gaumont.)

Revue d'Optique **7**. *S. 314—328. 1928.*

Die Gaumont-Werkstätten haben einen neuen Registriertheodoliten zur Ermittelung von Flugbahnen von Luftfahrzeugen herausgebracht, von dessen Bau, Wirkungsweise und Anwendung eine ausführliche Beschreibung mit Genauigkeitsabschätzung gegeben wird.

Das Instrument ist als Theodolit mit normalem Achsensystem — vertikale Hauptachse, horizontale Nebenachse (s. die Abhandlung des Referenten in *dieser Zeitschr.* **48**. *S. 228—234. 1928*) — ausgebildet und mit elektrisch auslösbarem Mechanismus zum Drucken von Azimut und Höhenwinkel versehen.

Der Aufbau des Instruments ist aus Abb. 1 und 2 zu erkennen. Um die vertikale Achse, die wie üblich von einem mit Fußschrauben C justierbaren Dreifuß getragen wird, ist der gesamte übrige Teil des Instrumentes drehbar angeordnet. Augenscheinlich — in der Beschreibung ist nichts darüber gesagt — ist die Vertikalachse in einer Buchse frei drehbar gelagert und trägt ein fest aufgekeiltes Schneckenrad, in welches eine auf die Achse der Handkurbel G_1 geschnittene Schnecke eingreift. Der ganze Oberteil kann um die Vertikalachse jedenfalls nach Lösen der Schraube D frei, nach Festklemmen der genannten Schraube mittels der Handkurbel G_1 gedreht werden. Der um die Vertikalachse drehbare Oberteil besteht aus einem geschlossenen Gehäuse, in dem der Registrier- und Bewegungsmechanismus untergebracht ist, und das die gabelartigen Lager für die Horizontalachse trägt. Das Instrument ist mit zwei fest miteinander verbundenen, gebrochenen Fernrohren ausgerüstet, deren Optik in der hohlen Horizontalachse untergebracht ist. Die in die in der Mitte der Horizontalachse angeordneten Objektive $L_1 L_2$ einfallenden Lichtstrahlen werden durch bildaufrichtende Prismen in die an den entgegengesetzten Enden der Horizontalachse angeordneten Okulare K_1 und K_2 umgelenkt. Die Ablenkungsprismen sind so justiert, daß die optischen Achsen beider Fernrohre parallel und (wie üblich) senkrecht zur Horizontalachse sind und wegen der geringen Entfernung der Objektive als identisch angesehen werden können. Die Fernrohre besitzen 8fache Vergrößerung, ein Gesichtsfeld von $2^1/_4{}^0$, eine Austrittspupille von 3 mm. Das gleiche Objekt kann demnach gleichzeitig von zwei Beobachtern angezielt werden.

Nach Lösen bzw. Festklemmen der erwähnten Schraube D kann das ganze Oberteil, also das Fernrohrsystem, in azimutaler Richtung frei bewegt bzw. mittels der Handkurbel G_1 nachgeführt werden, welche auf der Seite des Okulars K_1 angeordnet ist. Zum Nachführen in Höhe dient die auf der Seite des Okulars K_2 angeordnete Handkurbel G_2, welche durch Vermittlung der Zwischenwelle N mittels Schnecke und Schneckenrad auf die Fernrohrhorizontalachse wirkt, wie aus Abb. 1 ersichtlich. Freie Verstellbarkeit in Höhe ist nicht vorgesehen. Die Handkurbeln G_1, G_2 sind an flachen Trommeln H_1, H_2 angeordnet, welche einen nicht beschriebenen Umschaltmechanismus für zwei Geschwindigkeiten enthalten, die durch Einstoßen bzw. Herausziehen der Handgriffe G_1 und G_2 eingeschaltet werden. Bei Einschalten der ersten Geschwindigkeit wird das

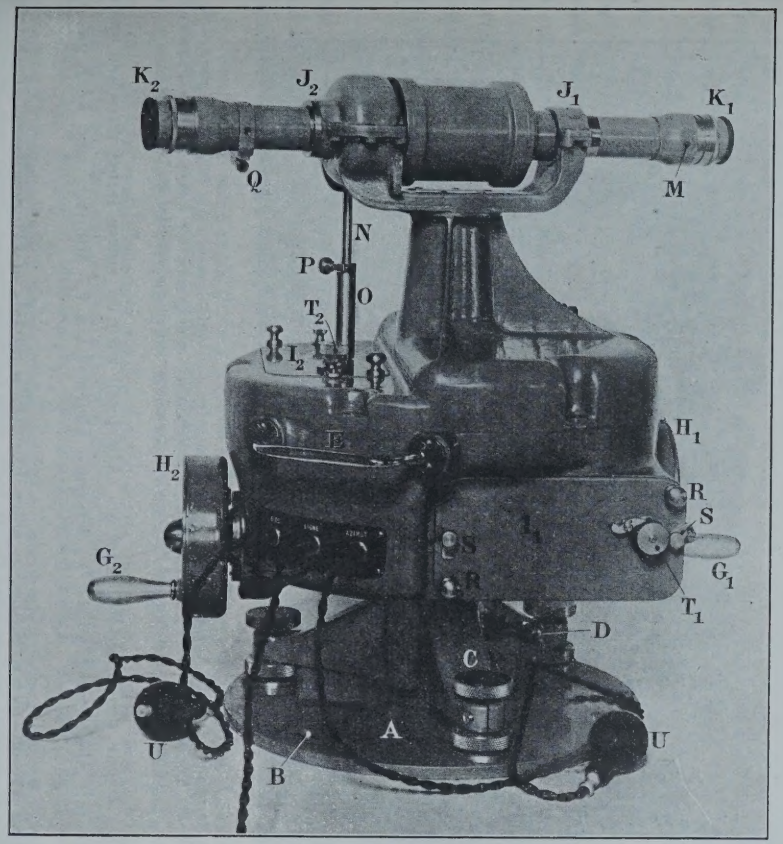


Abb. 1.

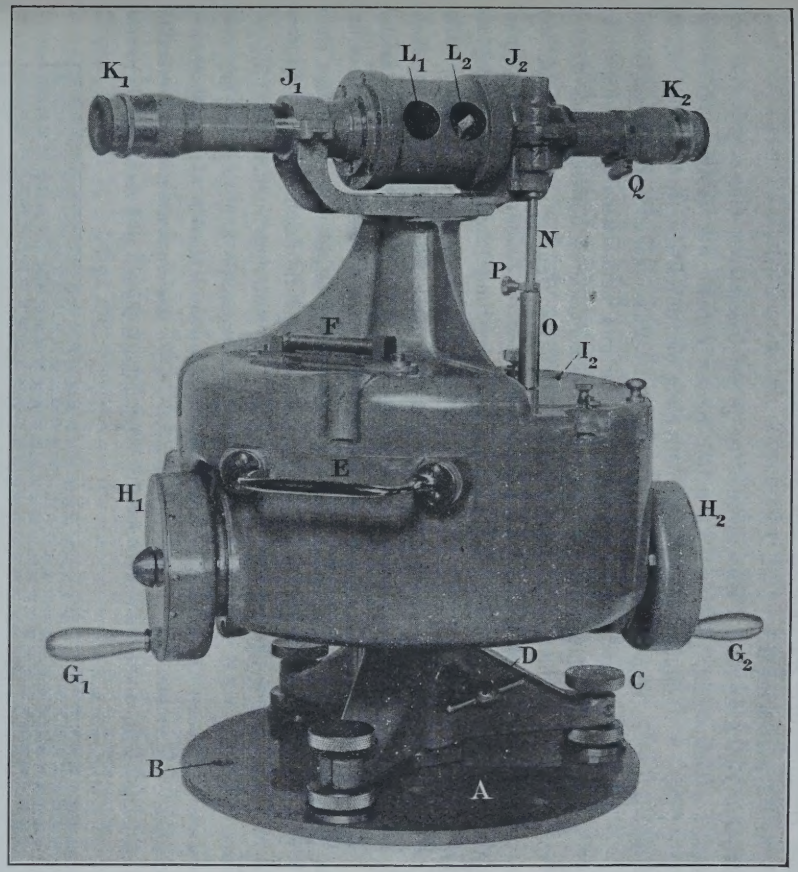


Abb. 2.

A Untersatz, *B* Befestigungslöcher, *C* Fußschrauben, *D* Klemmschraube für Azimutbewegung, *E* Handgriff, *F* Niveau zum Justieren der Vertikalachse, G_1 Handkurbel für die Azimutfeinbewegung, G_2 Handkurbel für die Höhenfeinbewegung, H_1 Gehäuse für das Geschwindigkeitsumschaltgetriebe für Azimutbewegung, H_2 Gehäuse für das Geschwindigkeitsumschaltgetriebe für die Höhenbewegung, I_1 Tragplatte für Papier- und Farbband für die Azimutregistrierung, I_2 Tragplatte für Papier- und Farbband für die Höhenwinkelregistrierungen, J_1 J_2 Lagerdeckel, K_1 K_2 Okulare, L_1 L_2 Objektive der Fernrohre, *M* Fokussierungsschraube für das Fadenkreuz des Azimutfernrohres, *N* Oberteil der die Höhenbewegung von der Handkurbel G_2 auf das Fernrohr übertragenden Welle, *O* Führung für die Übertragungswelle, *P* Klemmschraube für die Führung *O*, *Q* Sucher, *R* Schließbolzen für die Tragplatte I_1, *S* Verriegelungszapfen für die Tragplatte I_1, T_1 T_2 Knöpfe zum Vorschalten der Registrierpapierstreifen und der Farbbänder, *U* Sicherheitskontakt zum Unterbrechen des Registrierstromkreises.

Fernrohr bei einer Drehung der Handkurbel um 34 Minuten, bei Einschalten der zweiten Geschwindigkeit um 10 Minuten gedreht.

Zum Registrieren von Azimut und Höhenwinkel ist je ein besonderer, folgendermaßen ausgebildeter Mechanismus vorgesehen. An Stelle geteilter Kreise enthält das Instrument Tourenzähler, welche die Umdrehung der durch die Handkurbeln G_1, G_2 angetriebenen Wellen zählen. Da diese Wellen durch zwangläufige Übertragung mittels Schnecke und Schneckenrad die Fernrohrdrehung um Vertikal- und Horizontalachse bewirken, so werden selbstverständlich durch Zählung der Ganzen und Bruchteile der Umdrehung der betreffenden Wellen die Azimut und Höhenwinkel gemessen. Nur muß, da Vorwärts- und Rückwärtsbewegung des Fernrohrs in Azimut und Höhe nicht entbehrt werden kann, dafür gesorgt sein, daß toter Gang zwischen Schnecke und Schneckenrad vermieden wird. Es wird dies durch folgendes, auch sonst bei Verzahnungen zur Vermeidung des toten Ganges seit langem angewandte Mittel erreicht. Die Schneckenräder werden längs einer Mittelebene aufgeschnitten und beide Teile durch Federn verbunden, welche die Teile gegeneinander zu verdrehen suchen (Abb. 3).

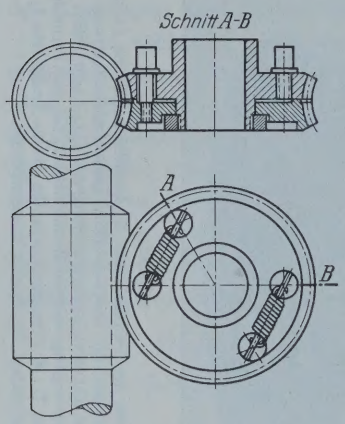


Abb. 3.

Jedes zur Winkelmessung dienende Zählwerk ist mit zwei Typenrädern versehen, von denen die betreffenden Winkelwerte durch Schließen eines elektrischen Kontaktes abgedruckt werden können. Der rechte Winkel ist — das Instrument ist für artilleristische Zwecke gedacht — in 1600 Millièmes geteilt. Dementsprechend gibt das eine Typenrad

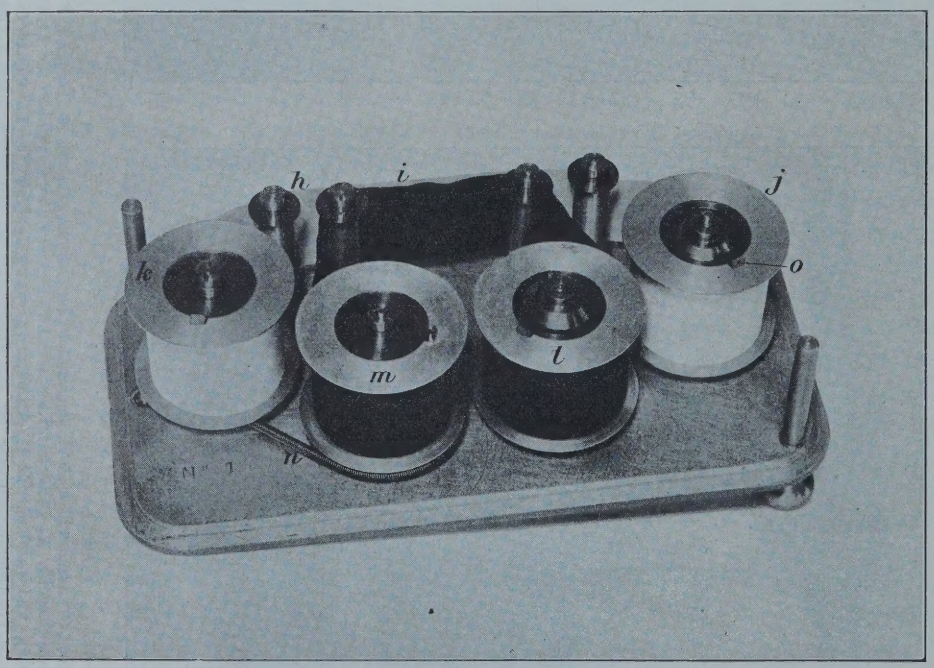


Abb. 4.

h Papierstreifen, *i* Farbband, *j* Papier-Vorratstrommel mit Bremsfeder *o*, *k* Aufnahmetrommel für den Papierstreifen, fortschaltbar durch die Knöpfe T_1 bzw. T_2 in Abb. 1, *l* Vorratstrommel mit gebremster Achse für das Farbband, *m* Aufnahmetrommel für das Farbband, fortschaltbar durch die Spirale *n*.

die Hunderter, das zweite die Einer-Millièmes an. Abgelesen wird an einem Index zwischen beiden Typenrädern, der mit abgedruckt wird. $^1/_2$ Millième gleich etwa 1,7 Minuten sind noch gut abzulesen.

Der Abdruck erfolgt durch Schließen eines Kontaktes mittels elektromagnetisch betätigtem Abdruckhammers, welcher einen Papierstreifen mit Farbband kurz gegen die Typenräder schlägt

Der Abdruckhammer ist elastisch so angeordnet, daß er, bei Erregung des ihn betätigenden Elektromagneten zur Ruhe gekommen, die Typenräder nicht berührt. Papierstreifen und Farbband werden daher nur mit ganz kurzem Anschlag gegen die Typenräder geschlagen, ohne daß durch den Abdruck die Weiterbewegung des Instrumentes gehemmt wird. Die Vorrats- und Aufwickeltrommeln für Papierstreifen und Farbband (s. Abb. 4) sind an besonderen leicht abnehmbaren Gehäusewand- bzw. Deckelteilen J_1, J_2 (Abb. 2) angeordnet. Das Weiterschalten von Papierstreifen und Farbband nach jedem Abdruck erfolgt von Hand. Ob der dadurch erreichte Vorteil des sehr vereinfachten Mechanismus den Nachteil des besonders erforderlichen Handgriffes, des Zeitversäumnisses und dergl. aufwiegt, mag dahingestellt bleiben.

Die Instrumente sollen in bekannter Weise (vgl. den Aufsatz des Ref. in *dieser Zeitschr.* ***41.*** *S. 281—289. 1921*) zur Ermittlung der Bahnen von Luftfahrzeugen dienen. An den Endpunkten einer 3 bis 4 km langen Basis wird je ein Instrument aufgestellt, und die Registrierkontakte beider Instrumente werden durch eine gemeinsame Leitung miteinander verbunden, so daß die Winkelregistrierung bei beiden Instrumenten streng gleichzeitig erfolgt durch einen Mann, der in gegebenen Zwischenzeiten den Registrierstrom der gemeinsamen Leitung schließt.

Aus den gleichzeitig registrierten Winkeln beider Instrumente läßt sich der gesuchte Flugzeugort nur dann richtig ableiten, wenn zur Zeit der Registrierung der gleiche Punkt des Flugzeugs hinreichend genau in der Ziellinie beider Instrumente stand, also von allen Beobachtern gleichzeitig im Fadenkreuz gesehen wurde. Ist nun auch das Halten dadurch bedeutend erleichtert, daß an jedem Instrument zwei Beobachter tätig sein können, von denen der eine nur in Azimut, der andere in Höhe zu folgen hat, so kann es doch bei plötzlichen Wendungen vorkommen, daß einem Beobachter das Flugzeug gelegentlich aus dem Fadenkreuz herauskommt. Um fehlerhafte Registrierungen in solchen Augenblicken — die die Auswertung ganz erheblich erschweren — unmöglich zu machen, ist jedes Instrument noch mit zwei Sicherheitskontakten versehen, welche beide hintereinander in die gemeinsame Registrierleitung eingeschaltet werden. Öffnen eines dieser Sicherheitskontakte an einem der beiden Instrumente unterbricht den Registrierstromkreis. Jedem der zwei Beobachter wird an jedem Instrument je ein Sicherheitskontakt in die freie Hand gegeben, so daß derselbe, sobald ihm das Flugzeug aus dem Fadenkreuz herausgleitet, sofort durch Öffnen seines Sicherheitskontaktes den Registrierstromkreis unterbrechen kann. Fehlregistrierungen können auf diese Weise vermieden werden.

Nach Ansicht des Ref. bedeutet die Einführung der Sicherheitskontakte eine recht beachtliche, vorteilhafte Neuerung des Gaumontschen Instrumentes. Neu ist, soweit dem Ref. bekannt, auch noch die Anordnung des Geschwindigkeitsumschaltmechanismus an den Handkurbeln. Auch diese Neuerung dürfte vorteilhaft sein. Ein zur Bahnbestimmung von Luftfahrzeugen bestimmter in analoger Weise mit zwei Fernrohren für zwei Beobachter ausgerüsteter Theodolit mit ganz ähnlich eingerichteten Druckmechanismen für Azimut und Höhenwinkel ist nach Angaben von Herrn Karabetz von den Süßschen Werkstätten in Budapest herausgebracht und in der deutschen Patentschrift Nr. 456744, für die die ungarische Priorität am 12. 3. 1924 beansprucht ist, beschrieben.

Anschließend an die Beschreibung des Gaumontschen Instrumentes wird eine Abschätzung der erreichbaren Genauigkeit gegeben. Erwähnt wird auch die beim Überfliegen der Basis scheinbare Schwierigkeit des spitzen Schnittes der Azimutrichtungen; mit den gleichen Überlegungen und Formeln, auf die der Ref. zum gleichen Zweck in dieser Zeitschrift a. a. O. hinwies, wird die Unerheblichkeit dieser scheinbaren Schwierigkeit dargetan.

Der Fehler eines registrierten Winkels wird für das Gaumontsche Instrument zu 2 Millièmes (etwa gleich $^1/_{10}{}^0$) angegeben. Die Genauigkeit wird als ausreichend angesehen, da das Instrument im wesentlichen zum Prüfen von Mannschaften im Messen von Luftfahrzeugentfernungen mit stereoskopischen und ähnlichen Entfernungsmessern dienen soll. Für Zwecke dieser Art mag die mit Drucktheodoliten der Gaumontschen oder der Süßschen Konstruktion erreichbare Genauigkeit von etwa $^1/_{10}{}^0$ vielleicht ausreichen. Werden indessen höhere Anforderungen gestellt, sollen insbesondere Flugeigenschaften eines Luftfahrzeuges — Horizontalgeschwindigkeit, Steiggeschwindigkeit, Wendigkeit und dergl. — ermittelt werden, oder sollen Leistungsprüfungen von Flugschülern oder

ähnliches vorgenommen werden, so wird man die von den Askania-Werken auf Veranlassung des Ref. eingeführten photographischen Registriermethoden nicht entbehren können. Insbesondere wird man für derartige Zwecke wohl stets die neuen, auf der Ila gezeigten, ebenfalls auf Anregung des Ref. von den Askania-Werken gebauten Kinotheodoliten wählen, welche gleichzeitig mit den Kreisablesungen das Gesichtsfeld mit dem angezielten Objekt abbilden und dadurch jeden etwaigen Zielfehler ausschalten, so daß jede nur wünschenswerte Genauigkeit erreicht werden kann.

H. Fuß.

Felderfahrungen mit dem Wild-Theodolit.

(Field performance of the Wild type transit.)

Von C. H. Ney. *Geodetic survey of Canada. The Canadian Surveyor 1928 S. 8.*

Die von dem Verfasser mitgeteilten Erfahrungen beziehen sich auf den kleineren der beiden von H. Wild gebauten Theodolite. Das Instrument wurde zu Messungen im Netz erster und insbesondere zweiter Ordnung benutzt; die dabei gemachten Erfahrungen haben durchaus befriedigt. Besonders hervorgehoben wird die bequeme Beförderungsmöglichkeit des Instruments unter den schwierigsten Verhältnissen. Hinsichtlich der zu den Messungen erforderlichen Zeit teilt der Verfasser mit, daß er mit dem Wild-Theodolit zwei Drittel der Zeit gebraucht hat, die ein 15 cm-Theodolit mit zwei Schraubenmikroskopen erfordert.

Auch in bezug auf die Genauigkeit hat das Instrument den gestellten Anforderungen ganz entsprochen. In einem Netz zweiter Ordnung ergaben sich die folgenden Dreiecksschlußfehler

15 cm-Mikroskop-Theodolit	Wild-Theodolit
$-3{,}13''$	$-0{,}10''$
$+3{,}35$	$+1{,}18$
$-0{,}31$	$+0{,}33$
$+6{,}77$	$+1{,}61$
$+5{,}87$	$+0{,}49$
$-0{,}71$	$+1{,}10$
$+3{,}54$	$-0{,}74$
$-1{,}31$	$-0{,}25$
im Mittel $3{,}12''$	im Mittel $0{,}72''$

P. W.

Herstellung der topographischen Grundkarte 1:5000 von der unteren Oder unter Verwendung von Luftbildern.

Von Dahl. *Mitteil. d. Reichsamts f. Landesaufn.* **3.** *S. 37. 1927/28.*

Das Reichsamt für Landesaufnahme hatte im Auftrag des Reichsverkehrsministeriums für die Wasserbauverwaltung im Gebiet der unteren Oder eine topographische Grundkarte 1:5000 für einen bestimmten Wasserstand herzustellen. Mit Rücksicht auf die dabei gestellte Bedingung konnte die Aufnahme nur durch Photogrammetrie aus dem Luftfahrzeug gelöst werden. Da infolge der geringen Höhenunterschiede in dem fraglichen Gebiete eine stereophotogrammetrische Ermittlung der Höhenschichtlinien nicht möglich ist, die aufzunehmenden Luftmeßbilder also nur den Grundriß der herzustellenden Kante liefern konnten, so wurde die photogrammetrische Luftaufnahme nach dem Einbildverfahren durchgeführt. Die „Entzerrung" der schief aufgenommenen Bilder erfolgte mit Rücksicht auf die zu großen Fehler durch ungleichmäßiges Schrumpfen der entzerrten Bilder nicht mechanisch mit einem Entzerrungs- oder Einbildinstrument, sondern durch Umzeichnung mit Hilfe des dabei als Einbildinstrument benützten Stereoplanigraph von C. Zeiss.

Die Luftbilder wurden bei einer Flughöhe von 1000 bzw. 1500 m etwa im Maßstab 1:5000 bzw. 1:7500 aufgenommen. Das Einpassen des einzelnen Bildes im Stereoplanigraph erfolgte auf Grund von vier, passend ausgewählten Festpunkten.

Die einäugige Auswertung der Bilder verursachte eine derartige Anstrengung der Sehnerven des Photogrammeters, daß in Zukunft in ähnlichen Fällen trotz der etwas höheren Kosten auch die Bestimmung des Grundrisses allein stereophotogrammetrisch, also mit zweiäugiger Auswertung von Bildpaaren erfolgen soll. Die für die Geländedarstellung erforderlichen Höhenschichtlinien wurden mit Benutzung des Meßtisches und der Kippregel auf Grund des photogrammetrisch bestimmten Grundrisses ermittelt.

P. W.

Bericht über die Einrichtung der Geophysikalischen Abteilung an der Technischen Hochschule für Bergbau, Golden, Colorado, U. S. A.

(Report upon the Organization of the Department of Geophysics at the Colorado School of Mines, Golden, Colorado.)

Von C. A. Heiland. *American Geophysical Union, Bulletin of the National Research Council, No.* **61.** *S. 275—278. 1927.*

Der Bericht gibt zunächst eine gedrängte Übersicht über die Entwicklung der angewandten Geophysik in den Vereinigten Staaten und die Gründe, welche zur Schaffung der Geophysikalischen Abteilung an der Colorado School of Mines führten. Diese Abteilung war die erste und ist z. Zt. die einzige in den ganzen Vereinigten Staaten.

Das Programm dieser Abteilung besteht aus zwei Teilen: Dem Unterrichts- und dem Forschungsprogramm.

Der Unterricht in Geophysik wird in der Weise vorgenommen, daß als Grundlage ein zweisemestriger Kurs in allgemeiner oder reiner Geophysik gegeben wird, umfassend die Geschichte der Erde sowie Aufbau und Dynamik der Atmosphäre, Hydrosphäre und Litosphäre. In diesem Kurs wird die Anwendung der Geophysik zur Lösung geologischer Probleme besonders betont, dagegen bleibt das Arbeiten an den Instrumenten den speziellen Kursen vorbehalten, in denen die Theorie und Anwendung der Instrumente, sowie die Deutung der Ergebnisse gelehrt wird. Die Schule besitzt gegenwärtig eine kleine Askania-Drehwaage und zwei Askania-Magnetometer für diese Kurse. Im nächsten Jahr wird die Herstellung einer elektrischen Wechselstrom-Apparatur und mehrerer Seismographen in Angriff genommen und deren Theorie und Handhabung in entsprechend speziellen Kursen gelehrt.

Das Forschungs-Programm der Abteilung ist zunächst auf Drehwaagen- und magnetische Messungen beschränkt. Mehrere von den Askania-Werken der Schule gestiftete Instrumente erlauben, Untersuchungen über die thermischen Eigenschaften von Magneten und die magnetischen Eigenschaften von Gesteinen anzustellen.

In nächster Zeit wird endlich noch die Veröffentlichung einer ausführlichen Bibliographie der angewandten Geophysik erfolgen. *Autorreferat.*

Über die Prüfung optischer Systeme mit Rastern.

Von G. Schulz. *Ann. d. Physik (4)* **85.** *S. 189—243. 1928.*

Die Rastermethode.

Von F. Jentzsch. *Physikal. Zeitschr.* **29.** *S. 66—72. 1928.*

Aus den geometrischen Schattenbildern von gröberen Linien- bzw. Kreuzrastern, welche in die Kaustik eines mit sphärischer Aberration behafteten Systems senkrecht zur optischen Achse gestellt sind, wird die sphärische Aberration nachgewiesen und bestimmt. Die Deformationen der Schattenstreifen sind eine Folge der bei der Aberration bestehenden Verlagerung der Projektionszentren. Auf dieser Grundlage werden die mathematischen Ausdrücke für die Gleichungen der Schattenstreifen entwickelt. Dabei ergeben sich bei gewissen Stellungen des Rasters sehr einfache Kurven, einmal als sog. „Nullkreis". Ferner zeigen sich geschlossene Kurvenzweige, die aus einem „Quellpunkt" nach außen wandern. Die Methode ist teils eine „Multiplikation der Messerschneidenmethode", teils ist sie mit der Töplerschen Schlierenmethode verwandt, so daß auch Glas- und Schleiffehler erkannt werden. Sie eignet sich vorzüglich zur Demonstration der sphärischen Aberration vor großem Hörerkreis. *Flügge.*

Die Abbildung einer Walze durch Systeme hoher Apertur.

Von A. Köhler. *Centr.-Ztg. f. Opt. u. Mech.* **49.** *S. 89—92. 1928.*

Verf. untersucht für einen speziellen Fall das „Abbild", d. h. diejenige Lichtverteilung in der „Einstellebene" (von Rohr), die wie ein flächenhaftes Objekt durch das abbildende optische System auf diejenige Fläche abgebildet wird, welche das Bild auffängt. Es handelt sich speziell hier um die Abbildung eines undurchsichtigen walzenförmigen Körpers durch ein System großer Apertur, ein Fall, wie er z. B. bei dem Saitengalvanometer vorliegt, wo ein feiner Draht, die Saite, stark

vergrößert abgebildet wird. Die Lichtverteilung in der Einstellebene ist bedingt durch die Abschattung des wirksamen Lichtkegels durch das walzenförmige Objekt. Aus geometrischen Betrachtungen über das Maß dieser Abschattung ergibt sich sofort, daß am geometrischen Rande der Walze die Helligkeit nicht plötzlich den Wert im freien Sehfeld annimmt, sondern je nach Lage der Einstellebene innerhalb eines gewissen Bereichs allmählich zu dem Maximalwert ansteigt, diesen um so früher erreichend, je kleiner die Apertur ist. *Flügge.*

Zur Bestimmung der Helligkeit der Bilder in der Brennebene photographischer Objektive.

Von W. Merté. *Central-Ztg. f. Opt. u. Mech.* ***49.*** *S. 93—94; 103—105. 1928.*

Die Lichtintensität J_w in einem Bildpunkte, der einem unendlich fernen Objektpunkte entspricht, dessen Parallelstrahlenbündel gegen die optische Achse des photographischen Objektivs unter dem Winkel w geneigt in das Objektiv eintritt, hängt von dem Öffnungsverhältnis $\frac{1}{\lambda}$, den Gesamtlichtverlusten durch Reflexion und Absorption und der Abschattung der Austrittspupille ab. Zur Feststellung der relativen Helligkeit in seitlichen Bildpunkten genügt die Kenntnis dieser drei Faktoren. Die Abschattung ergibt sich aus einem vom Verf. beschriebenen experimentellen Verfahren in folgender Weise. Die durch eine geeignete Beleuchtungseinrichtung, z. B. eine Bogenlampe mit vorgeschalteter Milchglasscheibe, ausgeleuchtete Austrittspupille eines photographischen Objektivs wird durch kleine kreisrunde Löcher einer in die Brennebene des Objektivs gebrachten undurchsichtigen Platte auf eine lichtempfindliche Schicht hinter der Lochplatte wie durch einfache Lochkameras abgebildet. In der Nähe der Achse können die Bilder der Austrittspupille noch Kreise gleicher Größe sein, aber weiter am Rande sind die Pupillenbilder infolge der Abschattung durch Fassung oder Hinterlinse nicht mehr Kreise, sondern verengt wie Zweiecke. Als Abschattung wird zahlenmäßig das Verhältnis des Flächeninhalts solcher abgeschatteten Pupillenbilder zu dem Flächeninhalt des zentralen Pupillenbildes verstanden. Auf diese Weise lassen sich Abschattungskurven in Abhängigkeit von den Hauptstrahlenneigungswinkeln für beliebige Öffnungen des photographischen Objektivs aufnehmen. Die Abschattung seitlicher Lichtbündel setzt um so später ein, je mehr das System abgeblendet wird. Die Gesamtlichtverluste durch Reflexion und Absorption sind im allgemeinen über das ganze Bildfeld konstant anzunehmen, so daß sie aus den Fresnelschen Reflexionsformeln und den Absorptionskoeffizienten der Glassorten für die wirksame Wellenlänge errechnet werden können. Die Zusammenfassung der genannten Faktoren ergibt dann folgende, durch erlaubte Vereinfachungen angenäherte, Formel für die Helligkeit in Bildpunkten der Brennebene, welche von der Mitte den Abstand r haben:

$$\frac{F_r}{F_0}\left(\frac{1}{\lambda}\right)^2 \frac{f^4}{(f^2+r^2)^2}(1-v_0),$$

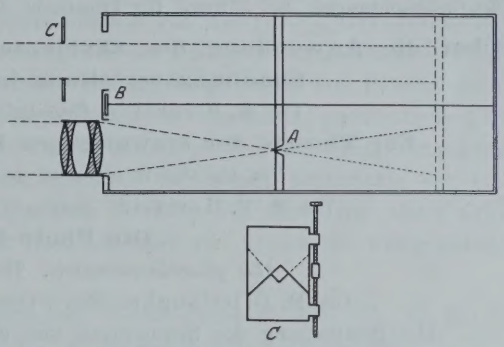
wo der Faktor F_r/F_0 in der beschriebenen Weise mittels Lochkammern leicht ermittelt werden kann, und wo v_0 der Gesamtlichtverlust durch Reflexion und Absorption in Prozenten sowie f die Brennweite des photographischen Objektivs bedeuten. Dieser Ausdruck gilt nur für Fälle, wo die bildseitige Hauptstrahlenneigung nicht erheblich von der objektseitigen abweicht, was in den allermeisten Fällen den tatsächlichen Verhältnissen entspricht. Der Wert des beschriebenen Verfahrens der Helligkeitsbestimmung gegenüber direkten Helligkeitsmessungen liegt in der Einfachheit und Charakterisierung eines bestimmten Objektivtypus ohne Beeinflussung durch Zufälligkeiten; außerdem kann die Methode zur Kontrolle direkter Helligkeitsmessungen photographischer Bilder benutzt werden. *Flügge.*

Die Lichtverluste in photographischen Objektiven.

Von C. Forch und E. Lehmann, *S.-A. aus Kinotechnik* ***10.*** *1928. Heft 1. 5 S.*

Die Verluste durch Reflexion und Absorption in photographischen Objektiven werden von den Verf. in der Weise ermittelt, daß zwei Hohlräume von einer Bogenlampe unter sonst gleichen Bedingungen Licht erhalten, jedoch der eine durch das Objektiv, der andere durch eine in der Öffnung verstellbare Blende. Wie die Abb. zeigt, wird die mit einer weißen Fläche versehen

Hinterwand der beiden Kästen so gestellt, daß gleich große Lichtflecke entstehen. Bei B befindet sich eine Kassette mit einer photographischen Platte, deren Hälften jeweils von einem Raume Licht erhalten. Durch Fortbewegen einer schlitzförmigen Blende über der Platte lassen sich entsprechend verschiedenen Öffnungen der verstellbaren Blende C mehrere Paare von Aufnahmen auf derselben Platte machen. Aufgesucht wird dasjenige Felderpaar, welches gleiche Schwärzung hat. Nach dieser Methode werden zunächst die Durchlässigkeiten verschiedener optischer Gläser bestimmt, alsdann die Lichtdurchlässigkeit und das photometrische Öffnungsverhältnis einer größeren Anzahl von Objektiven. Die Lichtdurchlässigkeiten liegen je nach Art des Objektivs und der Beleuchtung zwischen 38 und 75%. Mit dem beschriebenen Apparat bestimmen die Verf. auch die Beträge des falschen Lichts, welches das Objektiv verläßt, indem eine Lochblende A_2 das „richtige" Strahlenbündel hindurchtreten läßt und nur das falsche Licht von der weißen Fläche um A_2 herum auf die photographische Schicht einwirkt. Es ergibt sich, daß die Intensität des falschen Lichtes bei den meisten Objektiven um 3 oder 4% herum liegt. Die Verf. weisen noch auf eine während ihrer eigenen Untersuchungen bekannt gewordene sehr ähnliche Methode von A. Odencrantz hin. *Flügge.*



Die Theorie der Linsenprüfungs-Interferometer. I.

(The theory of the lens-testing interferometer.)

Von T. Smith. *Transact. Opt. Soc.* **28.** *S. 104—113. 1926—27.*

Ein Interferometer ist am besten justiert, wenn die von den beiden wiedervereinigten Lichtbündeln erzeugten optischen Bilder desselben Teils des einfallenden Bündels koinzidieren. Dies erfordert im allgemeinen eine Verschiedenheit der optischen Weglängen der interferierenden Lichtbündel zwischen Lichtquelle und Bild. Jedoch ist dieser Umstand nicht so schwerwiegend wie schlechte Vereinigung. Es wird noch darauf hingewiesen, wie wichtig es ist, bei Benutzung des Kamera-Linseninterferometers die Photoplatte oder das Auge auf die Fläche des sphärischen Spiegels zu fokussieren. *Flügge.*

Die Optik der Gesamtstrahlungspyrometer.

Von Hildegard Miething. *Wiss. Veröff. a. d. Siemens-Konzern. VI. Heft 2. S. 135. 1928.*

In der vorliegenden Arbeit wird untersucht, wie weit die Angaben eines Ardometers bei schwarzer und selektiver Strahlung durch die Quarz- bzw. Glasoptik beeinträchtigt werden. Mit Hilfe der Wien-Planckschen Strahlungsgleichung und den Absorptionskurven für Glas und Quarz verschiedener Dicke wird die Absorption der Optik bei Temperaturen zwischen 700 und 2000° C berechnet und die Werte durch die Messung bestätigt. Ferner wird gezeigt, daß es nicht möglich ist, die Strahlungsenergie selektiv strahlender Körper (untersucht wurden Kupfer, Eisen und Auermasse) mit einem Ardometer mit Glaslinse zu messen. *Sp.*

Eine experimentelle Untersuchung der besten Minimumswellenlänge für visuelle Achromasie.

(An experimental study of the best minimum wave-length for visual achromatism.)

Von R. Kingslake. *Transact. Opt. Soc.* **38.** *S. 73—104. 1926—27.*

Mit Hilfe eines besonderen Versuchsfernrohrs kann die chromatische Aberration seines Objektivs kontinuierlich durch eine verschiebbare Innenlinse variiert werden, ohne daß die Brennweite oder die übrigen Bildfehler beeinflußt werden. Mit dieser Vorrichtung wurden zahlreiche Bestimmungen des besten Achromasietypus für visuelle Beobachtung vorgenommen, und zwar in Tageslicht, bei künstlichem Lichte und an astronomischen Objekten. Die Beobachtungen wurden von mehreren Personen ausgeführt. Es zeigt sich, daß zur Erzielung eines möglichst farbensaumfreien Bildes der Scheitel der Kurve des sekundären Spektrums bei Tageslichtbeobachtung zwischen 490 und 520 mμ liegen soll, bei Beleuchtung mit gasgefüllten elektrischen Lampen unwesentlich höher.

Will man hingegen definierte Bilder haben, so liege der Scheitel für Tageslichtbeobachtung bei 530 bis 550 mμ; wieder etwas höher für künstliches Licht. Solche Fälle interessieren bei geodätischen Instrumenten und allen Erdfernrohren sowie Mikroskopen. Bei Objekten für astronomische Fernrohre liegt der Scheitel günstig bei 570 bis 575 mμ. Die Farbkurve der Okulare wähle man mit Rücksicht auf die chromatische Vergrößerungsdifferenz so, daß ihr Scheitel bei 545 mμ für Tageslichtbeobachtungen, bei 530 mμ für künstliche Beleuchtung liege. *Flügge.*

Über die Anwendung der akzidentellen Doppelbrechung zum Studium der Spannnngsverteilung in beanspruchten Körpern.

Von M. Wächtler. *Physikal. Zeitschr.* **29.** *S. 497—534. 1928.*

Zur Theorie der erzwungenen Doppelbrechung (Photoelastizität).

(On the theorie of forced double refraction [photoelasticity].)

Von K. F. Herzfeld. *Journ. Opt. Soc. of Am.* **17.** *S. 26—37. 1928.*

Die Photo-Elastizimetrie.

(La photoélasticimétrie. Theorie, methodes et applications.)

Von M. G. Delanghe. *Rev. d'Optique* **7.** *S. 237—265; 285—313. 1928.*

Die Bestimmung der Spannungen und der Spannungsverteilung in beanspruchten Körpern mit Hilfe des polarisierten Lichtes ist, wie das gleichzeitige Erscheinen von drei darauf bezüglichen Abhandlungen in verschiedenen Ländern erweist nach Delanghe „à l'ordre du jour" und verdient somit die erhöhte Beachtung der feinmechanisch-optischen Werkstätten.

Das wesentliche dieser Anordnung der Photoelastizität ist bereits in *dieser Zeitschr.* **32.** *S. 333—335. 1912* an Hand einer Veröffentlichung von Coker nnd Thompson über große Polarisatoren besprochen worden.

Der erhebliche Umfang der hier angezeigten Arbeiten erlaubt nur eine kurze Besprechung. Während die Herzfeldsche Abhandlung ausschließlich die Photoelastizität vom molekular-theoretischen Standpunkt aus behandelt, geben Delanghe (in Anlehnung an eine frühere Arbeit in *Genie civil 1927)* und Wächtler neben der Theorie der wichtigsten photoelastischen Erscheinungen auch eine erschöpfende Darstellung ihrer technischen Anwendung.

Der unseren Lesern am leichtesten zugängliche zusammenfassende Bericht von Wächtler ist von größter Vollständigkeit. Für den Konstrukteur photoelastischer Untersuchungsapparate sind besonders wichtig die Abschnitte über die bisherigen Beobachtungs- und Meßeinrichtungen und über die Eigenschaften der verschiedenen Modellmaterialien wie Kronglas, Zelluloid, Bakelith, Phenolith, geschmolzener Quarz und Gelatine. Die Anwendungen auf zahlreiche einfache Belastungsfälle, u. a. auch auf die Spannungserscheinungen in belasteten Zahnrädern, geben ein Bild von der Leistungsfähigkeit der photoelastischen Methode. Schätzbare Dienste wird auch das umfassende Literaturverzeichnis leisten. *G.*

Explosionsgefahren beim Glasversilbern.

Von W. Friedel. *Central-Ztg. f. Opt. u. Mech.* **49.** *S. 73. 1928.*

Beim Versilbern von Glas nach den chemischen Methoden, bei welchen eine Silbernitratlösung durch Ammoniak oder Traubenzucker reduziert wird, sind häufig Unfälle — z. T. folgenschwerer Art — durch Explosionen entstanden, von welchen der Verf. eine Reihe aufführt. Diese Tatsache erscheint sonderbar, da man im allgemeinen die beim Versilbern benutzten Chemikalien als gänzlich ungefährlich ansieht. Die Explosionen traten namentlich dann auf, wenn in den Lösungen außer Silbernitrat und Ammoniak noch Kalilauge enthalten war, doch genügte auch die Gegenwart von den erstgenannten Stoffen allein, um explosible Verbindungen zu erzeugen. Als solche ist mit großer Wahrscheinlichkeit das von Berthollet entdeckte Knallsilber anzusehen, das nach Untersuchungen von Raschig aus Silbernitrid (Ag_3N) besteht. Die Bildung von Knallsilber aus den zum Ansetzen von Versilberungslösungen benutzten Chemikalien wird abgeleitet. Da die bewährten chemischen Methoden zur Glasversilberung wahrscheinlich in Zukunft trotz ihrer Gefährlichkeit beibehalten werden dürften, empfiehlt der Verf. zur größeren Sicherheit Ansetzung in mehreren getrennten Vorratslösungen, wodurch das Auftreten des Silbernitrids verhindert oder erschwert wird, und außerdem generell die Anwendung von explosionssicheren Schutzbrillen mit dicken (4 bis 5 mm) Gläsern. *Sewig.*

Bücherbesprechungen.

F. A. Auerbach und **W. Hort,** Handbuch der physikalischen und technischen Mechanik. Bd. VI, 2. Lieferung. Gr. 8°. XVIII, 458 S. mit 426 Textabb. J. A. Barth, Leipzig 1928. Subskriptionspreis 40,— RM.

Neben dem dritten Band liegt nun auch der sechste vollständig vor. Die neue Lieferung bringt außer wichtigen Darstellungen der physikalischen Aeromechanik von Auerbach, Graetz-Stöckl und Deutsch vorzügliche technische Anwendungen dieses Gebietes aus der Feder anerkannter Fachmänner, so über Vakuumtechnik von Gaede, technische Messungen an Gasen von Block, atmosphärische Bewegungen von Exner, Explosion und Explosionswellen von Bollé, pneumatische Förderung von Wagner, Verdichten und Verdünnen von Gasen von Seligmann und Energieumsetzung in Kolbenmaschinen von Hort. Daneben lassen die besonders eingehende Behandlung der verschiedenen Turbinenarten von Flügel sowie der gesamten Luftfahrt von Everling und Fuchs und ein Abschnitt von Croseck über Segel- und Rotorschiffahrt von neuem die weitgespannte Disposition des großen Werkes hervortreten. *G.*

W. Brückmann, Börnsteins Leitfaden der Wetterkunde. Vierte neubearb. Aufl. 8°. VI, 284 S. m. 69 Abb. u. 22 Tafeln. Braunschweig 1927, Fr. Vieweg & Sohn. Geb. 17 RM.

Durch die Neubearbeitung hat das bekannte Buch zweifellos sehr gewonnen. Nicht allein, daß entbehrlicher Ballast, wie die Beschreibung der Wetterdiensteinrichtungen der einzelnen Länder ausgeschieden wurde und ältere technisch wenig gelungene und ebensowenig befriedigende Reproduktionen der typischen Wolkenformen durch neue ausgezeichnete Wolkenaufnahmen, die die charakteristischen Formen in selten getroffener Schärfe wiedergeben, ersetzt wurden, auch der Gesamtinhalt hat eine Bearbeitung erfahren, die dem Buch sehr zum Vorteil gereicht.

Der Verfasser hat die heute überholte formale Gliederung des Stoffes nach den sogenannten meteorologischen Elementen aufgegeben. Die von ihm gewählten neuen Kapitelüberschriften: Wärmeverhältnisse, Luftdruck, Luftbewegung, Der Wasserdampf in der Atmosphäre, Luftelektrizität, Optische Erscheinungen, Synoptische Meteorologie und Meteorologische Instrumente gestatten eine systematischere Darstellung. Dabei ist er überall bestrebt, physikalisches Fundament zu schaffen und physikalische Gesichtspunkte in den Vordergrund zu stellen. Dadurch ist ihm eine Darstellung gelungen, die mit den neueren, durch den Begriffskomplex: „Dynamische Meteorologie" gekennzeichneten Anschauungen, als deren hervorragende Vertreter nur Bjerknes und Exner genannt seien, in Einklang zu bringen.

Dies tritt am stärksten in dem Kapitel „Luftbewegung" zu Tage, das mit seinen zahlreichen schematischen Skizzen die Vorstellungen, die der Prognosenmeteorologie heute als Grundlage dienen, in gediegener Weise zusammenfaßt.

Naturgemäß kann die Theorie in einem Leitfaden der Wetterkunde keinen allzu breiten Raum beanspruchen; sie ist aber in dem Maß, als es das Verständnis der Zusammenhänge erfordert, berücksichtigt worden. Ebensowenig konnte auf klimatologische Daten verzichtet werden. Der Natur seiner Anlage entsprechend muß das Buch ja zwischen der geographischen Meteorologie — Klimatologie — und der physikalischen Meteorologie — eigentliche Meteorologie — die Mitte halten.

Für das Verständnis der Technik des Wetterdienstes sehr wichtig ist der Inhalt des Kapitels: „Synoptische Meteorologie". Hier wird der z. Zt. im internationalen Wetternachrichtenverkehr geltende Schlüssel behandelt; daneben werden die Hauptwettertypen beschrieben und sehr zahlreiche wertvolle neuere Erfahrungen, die zum Rüstzeug des Prognosenmeteorologen geworden sind, mitgeteilt. Vermißt wird nur die Wiedergabe einiger typischer Wetterlagen im Kartenbild.

Etwas schwerer fällt schon ins Gewicht, daß in dem Kapitel: „Meteorologische Instrumente" weder ein Normalbarometer, noch ein Barograph, noch ein neuzeitliches Windmeßgerät nach dem Dinesprinzip, noch eine in Deutschland zum unerläßlichen Inventar jeder Normalbeobachtungsstation gehörende Thermometerhütte, abgebildet wird.

Dadurch fällt dieses Kapitel gegen die übrigen etwas ab. Sachlich liegt heute kein Grund mehr vor, die instrumentellen Fragen der Meteorologie, die mit fortschreitender physikalischer Vertiefung dieser Wissenschaft mehr und mehr an Bedeutung gewinnen, auch im Rahmen eines Leitfadens der Wetterkunde nicht mit aller Ausführlichkeit zu behandeln. *W. Keil.*

W. Volkmann, Die Linsenoptik in der Schule. Anleitung zu den Versuchen und zur rechnenden Behandlung. (*Abhandl. z. Didaktik u. Philosophie d. Naturwissenschaft.* Sonderhefte der *Zeitschr. f. d. physikal. u. chem. Unterr.* Herausgegeben von K. Metzner-Berlin. Heft 12.) 4°. 104 S. 85 Abbildungen und Stichwortverzeichnis. Berlin 1927, Julius Springer. RM. 7.50.

Zur Charakterisierung des außerordentlich empfehlenswerten Buches sei das Vorwort des Verf. auszugsweise im Wortlaut wiedergegeben:

„Die nachfolgende Darstellung der Linsenoptik hat sich mir im Laufe von drei Jahrzehnten entwickelt. Aus wiederholten Vorträgen und Übungen dieser Art (vor physikalisch unvorgebildeten Amateurphotographen) entstand das Büchlein: Praxis der Linsenoptik (Berlin 1910, Gebr. Borntträger). Inzwischen wurden die Versuche, teils für die Vorlesung, teils für Schulzwecke ausgestaltet. Ich faßte den Entschluß, eine Anleitung zu bieten, die diesen Abschnitt der Optik in einer einfacheren und wirksameren Weise bietet, als es die Schulbücher zur Zeit tun.

Die Linsenoptik zerlege ich in drei Teile. Im ersten werden ohne Voraussetzung irgendwelcher Kenntnisse durch ganz einfache Versuche (unter Zuhilfenahme des Feinstellzeugs der Firma Leppin & Masche, Berlin, Engelufer 27; Ref.) Erfahrungen über die Verwendbarkeit einiger Linsen gesammelt, ein Modell des Auges hergestellt und mit seiner Hilfe Aufbau und Wirkungsweise von Brille, Lupe, Fernrohr und Mikroskop gezeigt. Dieser Teil kann, da er ganz unabhängig von der übrigen Optik und Physik bleibt, auf der Unterstufe gebracht und irgendwo eingeschoben werden.

Auch im zweiten Teil wird das Brechungsgesetz noch nicht erwähnt. Trotzdem werden, rein durch Versuche, sphärische und chromatische Abweichung, Astigmatismus, Koma und Bildfeldwölbung, Verzeichnung und Spiegelflecke erläutert, ihre Abhängigkeit von einigen Bedingungen erkannt und in gewissen Fällen die Berichtigung sogar durchgeführt. Bei geringsten Voraussetzungen wird also tiefer in die Zusammenhänge eingedrungen und, wenn erwünscht, ein weiteres Gebiet zur Verfügung gestellt, als üblich ist.

Der dritte Teil ist eine Einführung in die rechnende Optik und setzt die Kenntnis des Brechungsgesetzes voraus. Von der üblichen unterscheidet sich diese Einführung nicht nur in der Anordnung, sondern, indem die vorzeitige Beschränkung auf das Paraxialgebiet vermieden wird, können wichtige Beziehungen anschaulicher und mit breiterer Geltung abgeleitet werden, als auf dem Weg über die Kollineationslehre."

Die Lektüre des kleinen Werkes ist eine wahre Freude, einerseits wegen der liebevollen Behandlung und außerordentlich klaren Darstellung der Materie in Verbindung mit Angabe aller Einzelheiten zu den hübschen Versuchen, andererseits wegen der netten äußeren Gestaltung des Buches hinsichtlich Druck, Abbildung und Stichwortverzeichnis. Der gewissenhafte Fachmann spricht aus jedem Satz.

Mit dem vorliegenden 12. Heft nehmen die *Abhandlungen zur Didaktik und Philosophie der Naturwissenschaft* nach mehr als zehnjähriger Pause ihr Erscheinen wieder auf. Den Abonnenten der *Zeitschr. f. d. physikal. u. chem. Unterricht* werden die Abhandlungen fortan mit einem Nachlaß von 10% auf den Ladenpreis geliefert. *Flügge.*

B. Gudden, Lichtelektrische Erscheinungen. Bd. VIII der Sammlung „Struktur der Materie in Einzeldarstellungen". Herausgegeben von M. Born und J. Frank. 8°. IX, 325 S. mit 127 Abb. Berlin 1928, Julius Springer. RM. 24.—, geb. RM. 25.20.

Das Buch hat den Zweck, den derzeitigen Stand unseres Wissens — bzw. Nichtwissens — über die Elektronenabspaltung durch Lichtabsorption darzustellen.

Bei der Darstellung hat der Verfasser das Schwergewicht auf die experimentellen Tatsachen gelegt und — mit wenigen Ausnahmen — es unterlassen, zu theoretischen Arbeiten Stellung zu nehmen. Die Grundlagen der Quantentheorie, das Einsteinsche Gesetz usw. sind natürlich erläutert.

Das Buch ist durchaus keine trockene Aneinanderreihung von Ergebnissen experimenteller Arbeiten; der Verfasser hat es verstanden, das umfangreiche vorliegende Material unter einheitlichen Gesichtspunkten zusammenfassend, der Darstellung eine durchaus persönliche Note zu geben. Daß man auf einem derartigen, noch in schnell fortschreitender Entwicklung befindlichen Gebiete keine „objektive Monographie" schreiben kann, sondern zuweilen von subjektiven Auffassungen ausgehen

muß, ist selbstverständlich. Und wenn der Verfaser bemerkt, daß er auch die Widerlegung solcher „subjektiven Auffassung" als Fortschritt der Wissenschaft buchen will, so ist dem nur zuzustimmen.

Das Buch behandelt eingehend die lichtelektrischen Erscheinungen als solche, jedoch nicht oder höchstens streifend die technischen Anwendungen (Photometer usw.).

Der Wert des Buches als ein Kompendium der lichtelektrischen Erscheinungen wird noch gesteigert durch ein ausführliches Literaturverzeichnis, das die einschlägigen Arbeiten von 1914 bis 1928 enthält, sowie durch ein beigefügtes Namen- und Sachverzeichnis. *Dziobek.*

Wilhelm Jäger, Elektrische Meßtechnik. Theorie und Praxis der elektrischen und magnetischen Messungen. 3., umgearb. Aufl. 8°. XXIV, 553 Seiten mit 556 Abb. im Text und 1 Fluchttafel. Joh. Ambr. Barth, Leipzig 1928. Geb. 43 RM.

Die Schwierigkeiten nicht nur elektrischer, sondern aller physikalichen Messungen überhaupt steigen bekanntlich mit einer hohen Potenz der verlangten Genauigkeit. Richtig messen ist eine Kunst, die gelernt sein will. Soweit elektrische und magnetische Messungen in Frage kommen, ist dafür der im In- und Ausland bekannte Verfasser der gegebene Lehrmeister. Sein hervorragendes Buch hat eine Empfehlung eigentlich nicht nötig, es ist anerkanntermaßen eine der besten Schriften über das genannte Gebiet, die wir besitzen. Wir können uns daher für die diejenigen unserer Leser, welche die früheren Auflagen nicht kennen, auf einen kurzen Abriß des ungemein reichhaltigen Inhaltes beschränken. Vorweg sei jedoch bemerkt, daß sich in diesem Buche Theorie und Praxis in äußerst zweckmäßiger Form ergänzen, so daß es den speziellen Zweig der elektrischen Meßtechnik wohl noch vollkommener umfaßt, als dies z. B. das bekannte Kohlrauschsche Lehrbuch für die gesamte messende Physik tut. Von hohem Wert sind auch die zahlreichen Literaturangaben. Die vorliegende 3. Auflage ist gegenüber der zweiten nur unwesentlich vermehrt worden; indessen ist die Darstellung an allen Stellen, an denen während der letzten Jahre Fortschritte zu verzeichnen waren, auf den neuesten Stand der Wissenschaft gebracht worden.

Der Inhalt ist, wie gesagt, außerordentlich vielseitig. In einem einleitenden Teil (160 Seiten) werden zunächst die theoretischen Grundlagen ausführlich erörtert. An den Anfang gestellt ist ein Abschnitt über einige oft verwendete, der höheren Mathematik angehörige Hilfsmittel der Physik: Vektoranalysis, Vektordiagramme, Operatorenrechnung, Fouriersche Reihen sowie einige Begriffe der Funktionentheorie. Es folgt eine kurze mathematische Darstellung der Schwingungslehre (einfache und gekoppelte Systeme), sodann ein kurzer Abriß der theoretischen Elektrizitätslehre, einschl. des Magnetismus, wobei auch die Maxwellschen Feldgleichungen in allgemeiner Form, die verschiedenen Maßsysteme, sowie einiges aus der Elektronentheorie kurz behandelt werden. Zum Teil sind diese Zusätze neu aufgenommen. Es sei bemerkt, daß dieser Abschnitt auch die Theorien technischer Einrichtungen (Telegraphengleichung, Wanderwellen, Vorgänge in Kabeln und Kettenleitern) sowie die Grundzüge der elektromagnetischen Lichttheorie enthält. Eine Einführung in die Theorie der Wechselströme einschl. der Mehrphasenströme sowie der Theorie der Transformation beschließt den Abschnitt.

Im zweiten Teil (20 Seiten) werden Einheiten und Normale besprochen. Nach kurzen Erörterungen über die historischen und die gesetzlichen Belange werden die Normale für die verschiedenen elektrophysikalischen Größen im einzelnen sowie auch das Verhältnis der internationalen zu den absoluten praktischen Einheiten behandelt.

Im 3. und 4. Abschnitt (135 Seiten) werden die elektrischen Meßinstrumente sowie die zur Ausführung elektrischer Messungen notwendigen Hilfsapparate und Vorrichtungen eingehend beschrieben. Nach einigen Hinweisen allgemeiner Natur (Winkelausschlag, erschütterungsfreie Aufstellung, magnetischer Schutz, Dämpfung, Empfindlichkeit) werden die elektrostatischen und die elektrodynamischen Instrumente nebst ihrer Verwendung im einzelnen behandelt. In die letztgenannte Apparategruppe ist auch das neue astatische Galvanometer mit Hilfsmagnet nach Nernst sowie das Schleifengalvanometer (Zeiss) aufgenommen. In diesem Kapitel sind außer den verschiedenen Galvanometertypen (Nadel-, Drehspul-, Vibrationsgalvanometer, Dynamometer) auch Telephon, Oszillograph und Zähler behandelt. Ein weiterer Abschnitt bespricht die auf der thermischen Stromwirkung beruhenden sowie die elektrolytischen Instrumente. Die Erörterungen über Hilfsapparate erstrecken sich auf Stromquellen, Umformer, Schaltvorrichtungen, Widerstände, Kondensatoren und Spulen.

Erst die jetzt folgenden Teile 5—8 sind der praktischen elektrischen bzw. magnetischen Meßtechnik vorbehalten (200 Seiten). Zuerst die Gleichstrom-Meßmethoden: Der Kompensationsapparat, der mit Rücksicht auf seine Wichtigkeit besonders ausführlich behandelt ist, und seine Anwendung, die Widerstandsmessung in der Wheatestoneschen bzw. Thomsonschen Brücke, Differentialmethode, technische Methoden (Ohmmeter), ferner die verschiedenen Arten der Isolationsmessung sowie die Ermittelung von Temperaturkoeffizienten und Temperaturkorrektionen. Es folgen die Meßmethoden für Strom, Ladung, Spannung und Leistung.

Unter den Meßverfahren für Wechselstrom nehmen die verschiedenen Brückenmethoden zur Messung von Widerstand, Selbst- und Gegeninduktivität sowie Kapazität und die dabei zu beachtenden meßtechnischen Gesichtspunkte einen breiten Raum ein. Auch die technischen Brückenformen werden erwähnt. Daran schließen sich die übrigen Nullmethoden zur Messung der oben genannten Größen an. Es folgen die Methoden zur Messung der Wechselspannung sowie der Stromstärke und Leistung von Wechselströmen. Ein weiterer kürzerer Abschnitt behandelt die Untersuchung von Meßtransformatoren. Die übrigen Abschnitte beschäftigen sich mit der Kurvenanalyse, Messung von Frequenz, Phasenwinkel und Dielektrizitätskonstante und schließen mit einem breiter angelegten Kapitel über Hochfrequenzmessungen. Obwohl auch hier die Behandlung dem neuesten Stand der Wissenschaft entspricht (Piezoquarz), so vermißt man doch hier oder an anderer Stelle nähere Angaben über Messungen an Röhren (Durchgriff, Steilheit, innerer Widerstand). Auch die mit Hilfe von Röhren möglichen Meßschaltungen sind m. E. etwas knapp behandelt.

Endlich bringt ein Abschnitt über magnetische Messungen zuerst die verschiedenen Methoden zur Messung stationärer magnetischer Felder, dann die Untersuchungen im magnetischen Wechselfelde. Auch der magnetische Spannungsmesser sowie Messungen an dia- und paramagnetischen Stoffen fehlen nicht. Der letzte Teil enthält Angaben über elektrische Temperatur- und Strahlungsmessung.

Es folgt ein Anhang, in dem eine Zusammenstellung der absoluten Maße, eine Reihe wichtiger Tabellen, eine Liste physikalischer Konstanten und ein Nomogramm gegeben wird, welches die Verknüpfung der Konstanten eines Schwingungskreises darstellt und zur schnellen Ermittelung einer dieser Größen aus den anderen benutzt werden kann. Ein ausführliches alphabetisches Sach- und Namenregister beschließt das Buch.

Der Verlag hat sich alle Mühe gegeben, auch das Äußere des Buches würdig zu gestalten. So konstatiert man erfreut, daß die Qualität des Papiers sich gegenüber der letzten Auflage, die ja bekanntlich in der Inflationszeit erschien, wesentlich gehoben hat. Zu bedauern ist nur, wie zurzeit bei fast allen wissenschaftlichen Werken, der hohe Preis. Trotzdem lassen es die hervorragenden Eigenschaften des Buches als zweifellos erscheinen, daß es, wie die früheren Auflagen, in breitesten Kreisen studiert werden wird, so daß ihm ein großer Wirkungskreis nicht besonders gewünscht zu werden braucht. *Zickner.*

Ferienkurs in Jena.

Im Technisch-Physikalischen Institut der Universität Jena, Helmholtzweg 6, findet vom 8. bis 20. April 1929 der

VI. Ferienkurs in Photogrammetrie

statt, veranstaltet von Prof. Dr. O. v. Gruber vom Geodätischen Institut der Technischen Hochschule Stuttgart.

Anmeldungen zur Teilnahme werden bis spätestens zum 25. März 1929 an Herrn A. Kramer, Jena, Schützenstraße 72, erbeten. Auf Anfrage werden von dieser Stelle auch Privatwohnungen (meist Studentenzimmer) nachgewiesen oder über Hotels und Gasthöfe Auskunft erteilt.

Diejenigen Herren, die bis zum 25. März sich bei der vorgenannten Stelle angemeldet haben, erhalten ihre Platzkarte vorher zugesandt. Die Herren, die sich nach diesem Termin zur Teilnahme an dem Kurs entschließen, erhalten Teilnehmerkarte und Platzkarte am 8. April im Hörsaal des Technisch-PhysikalischenInstituts der Universität gegen Hinterlegung des Honorars. Die Platzkarten für die Vorträge werden in der Reihenfolge der definitiven Anmeldungen verteilt.

Die Teilnehmerzahl ist beschränkt. Die Teilnehmergebühr beträgt 100.— RM. Studierende von Hochschulen zahlen eine ermäßigte Teilnehmergebühr von 50.— RM.

Nachdruck verboten.

Verantwortlich für die Redaktion: Oberregierungsrat Professor Dr. F. Göpel in Charlottenburg.
Verlag von Julius Springer in Berlin W. — Druck von Oscar Brandstetter in Leipzig.

Zeitschrift für Instrumentenkunde.

Kuratorium:

Prof. Dr. **E. Kohlschütter** in Potsdam, Vorsitzender, Prof. Dr. **R. Straubel** in Jena, Prof. Dr. **F. Weidert** in Berlin-Zehlendorf, geschäftsführendes Mitglied.

Schriftleitung: Oberregierungsrat Prof. Dr. **F. Göpel** in Charlottenburg-Berlin.

XLIX. Jahrgang. **April 1929.** Viertes Heft.

Die Tätigkeit der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt im Jahre 1928[1]).

Allgemeines.

Zum Direktor der Abteilung II ist mit Wirkung vom 1. November 1928 Oberregierungsrat Professor Dr. Giebe ernannt worden.

Oberregierungsrat Professor Dr. Güntherschulze ist am 31. 10. 1928 aus dem Reichsdienst ausgeschieden, um die Leitung eines Forschungslaboratoriums der Osram G. m. b. H. zu übernehmen. Seit 27 Jahren der Reichsanstalt angehörend, hat sich Prof. Güntherschulze insbesondere durch seine Arbeiten auf dem Gebiete der elektrischen Ventile und der Gasentladungen große Verdienste erworben.

Die Reichsanstalt war beteiligt an folgenden internationalen Versammlungen:

1. an der Tagung des 2. internationalen Radiologenkongresses vom 23. bis 27. Juli 1928 in Stockholm (Behnken).

2. an der Tagung der internationalen Beleuchtungskommission in den Vereinigten Staaten von Amerika vom 3. September bis 1. Oktober 1928 (Dziobek).

3. an der Konferenz über internationale Normalisierung des Aluminiums sowie über elektrische Einheiten vom 16. bis 22. November 1928 zu Paris (v. Steinwehr).

Um dem dringenden Bedürfnis nach einer leistungsfähigen Hochspannungseinrichtung abzuhelfen, sind für 1929 im Reichshaushalt erstmalig Mittel für einen Neubau angefordert worden. Die Projektierung der Neuanlage ist im Gange.

Präsidialabteilung.

1. Laboratorium des Präsidenten.

1. Spektren von Edelgasen[2]).

Die Messung langwelliger Linien (bis 9600 Å.-E.) in den Bogenspektren von Argon und Krypton ergab für Argon Ergänzungen der Serienanalyse von K. W. Meißner und für Krypton die Anfänge des Termsystems (Anh. 1, Nr. 36). Der weitere Ausbau dieses Termsystems wird versucht.

2. Spektrum Hg II[3]).

Das erste Funkenspektrum des Quecksilbers Hg II ist serienanalytisch untersucht. Gefunden wurde das Dublettsystem und einige höheren Seriengrenzen zugeordnete Terme, darunter der wichtige, zweittiefste verkehrte und metastabile $^2D_{3/2}$, $^{5/2}$-Term.

Merkwürdige Begleitphänome wurden gefunden: I. Außerordentliche Verstärkung einiger Linien in einer Heliumatmosphäre gegenüber reinem Hg-Dampf: verständlich als Anregung des Atoms vom $2\,p_0$-Zustand aus durch die Heliumspannung von 19,73 Volt. II. Der verbotene Übergang vom metastabilen Niveau $^2D_{5/2}$ zum Grundniveau $^2S_{1/2}$ ist in Helium durch eine starke Linie vertreten (Anh., Nr. 39).

---

[1]) Auszug aus dem an das Kuratorium der Reichsanstalt im März 1929 erstatteten Bericht.

[2]) Gremmer. [3]) Paschen.

3. Fortsetzung des Spektrum Hg II[1]. Die Arbeit wird fortgesetzt um weitere Gesetze zu finden, welche den in Cu I bekannten entsprechen.

4. Versilberung durch Verdampfen[2]. Eine gute Versilberung von Glas- und Quarzplatten für interferometrische Zwecke wurde durch Verdampfen im äußersten Vakuum erzielt. Die Silberschichten haften nicht so fest wie beim elektrischen Zerstäubungsverfahren, unterscheiden sich aber optisch nicht von solchen. Das Verfahren ist mindestens so einfach und sauber wie das elektrische. Es ist ein Apparat gebaut, mit welchem die Dicke der Schicht reguliert werden kann. (Soll zusammen mit dem elektrischen Verfahren der Abt. I veröffentlicht werden.)

5. Spektren von Zn und Cd II[3]. Mit dem Vakuum-Gitter-Spektrographen werden die Spektren Zn II und Cd II in ähnlichen Lichtquellen untersucht wie solche im Falle des Hg II die Serienanalyse ermöglicht haben (negative Glimmschicht). Man hofft, eine über das bereits bekannte Dublettsystem hinausgehende Analyse vollziehen zu können.

6. Spektren von Sauerstoff und Stickstoff[4]. Die Spektren von O I und N I werden in bezug auf Gesetze und Feinstruktur der Linien untersucht.

2. Laboratorium für Radioaktivität.

7. Prüfungen radioaktiver Präparate[5]. Es wurden 248 (226)[6] Radium- und 5 (3) Mesothorpräparate nach der Gammastrahlenmethode geprüft. Der Gesamtgehalt dieser Präparate war 4513 (3561) mg Radium-Element äquivalent.

In drei Fällen wurde Prüfung von Radiumpräparaten auf Mesothorgehalt beantragt. Die Prüfungen konnten nach der im Laboratorium ausgearbeiteten Absorptionsmethode durchgeführt werden.

An schwach radioaktiven Präparaten und Materialien wurden geprüft: 6 Erze und Erzrückstände, 2 Quellwässer, 1 Gasquelle, 2 Kompressen, 1 Aktivator. 36 Radium-Normallösungen wurden abgegeben.

8. Atomzertrümmerung und Reflexion der α-Strahlen[5]. In Fortsetzung früherer Versuche wurde die Kernzertrümmerung von Be, C, Al und Fe durch die α-Strahlen des Poloniums untersucht. Es wurde die von den Wiener und Cambridger Arbeiten her bekannte „Rückwärtsanordnung" benutzt. Zum Nachweis der Atomtrümmer (*H*-Teilchen) diente der Geigersche Spitzenzähler. Es zeigte sich, daß die Ausbeuten an Atomtrümmern unter diesen Bedingungen so klein sind, daß sie mit den uns zur Verfügung stehenden Präparatstärken nicht mehr mit einiger Genauigkeit gemessen werden konnten. Beim C, Al und Fe können nach diesen Versuchen nicht mehr als etwa 2 Zertrümmerungen auf je 10^6 α-Teilchen des Poloniums kommen, während nach den Wiener Ergebnissen etwa die 10fache Zahl zu erwarten gewesen wäre, eine Ausbeute, welche wir gut hätten messen können. Die Be-Messungen waren durch Verunreinigungen der Substanz etwas beeinträchtigt. Bei diesen Versuchen waren die an der Substanz reflektierten α-Teilchen wegabsorbiert.

Bei geringer Absorption im sekundären Strahlenbündel lagern sich über die Atomtrümmer noch die reflektierten α-Teilchen. Ihre Reichweite ist beim Beryllium so kurz, daß sie nicht gemessen werden konnte; bei den übrigen Elementen wurde die Reichweite in Übereinstimmung mit der Theorie befunden, die Intensität jedoch nur beim Aluminium und Eisen. Beim Kohlenstoff zeigten sich etwa 10mal mehr Teilchen als man an reflektierten α-Teilchen unter der Annahme Coulombscher Wechselwirkung zwischen Atomkern und α-Teilchen erwarten sollte. Dies deutet darauf hin, daß bei einem Kernabstand von etwa $4 \cdot 10^{-13}$ cm das Coulombsche Gesetz nicht mehr gilt.

Die früher in der Reichsanstalt nach der Vorwärtsmethode gewonnenen Ergebnisse für B, N, Mg und Al konnten mit gesteigerter Genauigkeit bestätigt werden. Beim Bor wurden 2 Gruppen von *H*-Teilchen von verschiedener Maximalreichweite gefunden. Diese sind vermutlich den beiden Isotopen des Bors zuzuordnen.

---

[1]) Paschen und Naudé. [2]) Ritschl.
[3]) Paschen und Takahashi. [4]) Hopfield.
[5]) Bothe, Fränz.
[6]) Die eingeklammerten Zahlen beziehen sich auf den vorjährigen Tätigkeitsbericht.

Die theoretische Auswertung der vorliegenden Versuchsresultate ergab, daß der Stickstoff wahrscheinlich eine Sonderstellung unter den bisher genauer untersuchten zertrümmerbaren Elementen einnimmt, insofern als nur beim Stickstoff das zertrümmernde α-Teilchen an den zertrümmerten Atomkern gebunden wird.

9. Anregung der Röntgenspektren durch α-Strahlen[1]).

Bei den vorstehend beschriebenen Zertrümmerungsversuchen zeigte sich, daß dieselbe Anordnung mit geringen Modifikationen auch geeignet ist, die durch α-Strahlen erregten Röntgenstrahlen näher zu untersuchen. An Hand der Absorptionskurven dieser Röntgenstrahlen wurden die K-, L- und M-Strahlungen in dem Wellenlängenbereich zwischen 1 und 10 Å an insgesamt 17 Elementen identifiziert. Eine merkliche Bremsstrahlung wird durch α-Strahlen nicht erregt. Weiter wurde die Anregungsfunktion für einige K- und L-Strahlungen aufgenommen. Es zeigte sich, daß die Anregungswahrscheinlichkeit pro cm Bahnlänge in dem ganzen untersuchten Bereich mit der α-Geschwindigkeit anwächst. Das theoretisch zu erwartende Anregungsmaximum muß also bei Geschwindigkeiten liegen, welche erheblich größer sind als die der Po-$\bar{\alpha}$-Strahlen. Das Umbiegen zu diesem Maximum gibt sich bei der Al K-Anregungskurve deutlich zu erkennen. Schließlich wurden auch noch angenäherte Absolutwerte der Anregungswahrscheinlichkeit bestimmt; der größte gemessene Wert beträgt 56 Quanten pro 1000 α-Teilchen für Al K. Mit zunehmender Ionisierungsenergie, also steigender Ordnungszahl nimmt die Wahrscheinlichkeit rasch ab. Für ein mittleres L-Elektron ist die Ionisierungswahrscheinlichkeit wesentlich kleiner als für ein K-Elektron mit derselben Ionisierungsenergie.

10. H-Strahlenzähler[1]).

Geiger und Klemperer haben kürzlich eine neue elektrische Zählmethode angegeben welche die Zählung von α- und H-Strahlen auch bei Gegenwart einer verhältnismäßig intensiven $\beta\gamma$-Strahlung ermöglicht. Da diese Methode für Versuche über Atomzertrümmerung von großem Nutzen ist, wurden ihre Arbeitsbedingungen genauer untersucht. Es gelang durch Anwendung eines 3 Röhren-Widerstandsverstärkers, die relative Empfindlichkeit des Zählers für γ-Strahlen so weit herabzudrücken, daß einzelne H-Teilchen noch registriert werden können, selbst wenn gleichzeitig 10 mg Radium am Zähler liegen.

11. Höhenstrahlung[2]).

Die Untersuchungen über das Verhalten der hochempfindlichen Strahlungsgeräte wurden fortgesetzt; sie erstreckten sich auf die Wandstrahlung bei verschiedenem Wandmaterial und verschiedenen Gasfüllungen, Reststrahlung, sowie genaue Kapazitätsmessungen.

Bei Untersuchungen im Steinsalz zeigte sich eine eben noch nachweisbare Abnahme der Reststrahlung bis zu 325 m Tiefe, auf welche in 406 und 486 m Tiefe wieder Zunahme erfolgte.

Eine neue Methode zur Richtungsbestimmung der Höhenstrahlung wurde erprobt. Sie beruht auf dem im Laboratorium bereits mehrfach angewendeten Koinzidenzprinzip unter Verwendung zweier Geiger-Müllerscher Zählrohre.

12. Sekundärstrahlung der Höhenstrahlung[3]).

Mittels zweier Geiger-Müllerscher Zählrohre wurde nach der Koinzidenzmethode festgestellt, daß eine von äußeren radioaktiven Einflüssen unabhängige Korpuskularstrahlung existiert, welche durch 4 cm Blei noch mit dem größten Teil ihrer Intensität hindurchgeht. Wahrscheinlich handelt es sich um eine Sekundärstrahlung der Höhenstrahlung. Genauere Messungen sind im Gange.

13. Gammastrahlung von Kaliumsalzen[2]).

Ausgedehntere Untersuchungen über die bei Kaliumsalzen gefundene Gammastrahlung (siehe vorj. Tätigkeitsber.) zeigten, daß es sich um keine der bekannten Gammastrahlungen handeln kann. Sie übertrifft an Härte die harte Ra C-Strahlung um das doppelte. Ihre Intensität ist dem Kaliumgehalt proportional. Die Untersuchungen wurden im März und im Juni im Berlepschschacht der Preußischen Bergwerks- und Hütten A.-G. (Staßfurt) ausgeführt und seitens dieser Gesellschaft in großzügiger Weise unterstützt.

Durch das Entgegenkommen der Kaliwerke Aschersleben konnten bis zu 100 kg Rubidiumalaun auf Gammastrahlung untersucht werden. Eine mit der Kaliumstrahlung vergleichbare, Gammastrahlung konnte bisher nicht gefunden werden.

---

[1]) Bothe, Fränz.
[2]) Kolhörster.
[3]) Bothe, Kolhörster

3. Chemisches Laboratorium.

14. Hohlglas (Apparateglas)[1]. Zur amtlichen Untersuchung wurden etwa 30 Proben eingereicht, die in der üblichen Weise auf Lösungsalkalität (in Wasser), teilweise auch auf ihre Löslichkeit in alkalischen Flüssigkeiten untersucht wurden.

Zwecks Einführung einer normierten Methode für Glasprüfung in Grießform wurde auf Anregung der Deutschen Glastechnischen Gesellschaft eine systematische Untersuchung an ungekühltem Apparateglas durchgeführt, nach der eine Klasseneinteilung auf Grund der gesamten in Wasser gelösten Bestandteile bei Anwendung von etwa 10 g Grieß (je nach der Dichte des Glases) von genau festgelegter Korngröße bei 5 Stunden Extraktionsdauer erfolgen kann.

Als Einteilung in Klassen, die zur Beurteilung eines Apparateglases erforderlich ist, ergab sich:

	Gelöste Bestandteile in mg bei 150° getrocknet:
Klasse I (wasserbeständig)	0—10
„ II (resistent)	10—15
„ III (Härteres Apparateglas)	15—25
„ IV (Weicheres Apparateglas)	25—50
„ V (Mangelhaftes Apparateglas)	über 50

Diese Klasseneinteilung stimmt mit der von F. Mylius auf Grund der Lösungsalkalität gemachten grundsätzlich überein, so daß Umwälzungen in der Beurteilung (von Apparategläsern) vermieden werden können.

Über die Einzelheiten der Untersuchung ist eine ausführliche amtliche Veröffentlichung erschienen (Anh. 1, Nr. 34).

Eine Umstellung auf diese neue normierte Grießform ist ferner hinsichtlich der Lösungsalkalität bei Erhitzen im siedenden Wasser und 1 Stunde Versuchsdauer durchgeführt. Diese Probe ist bedeutend einfacher ausführbar und besonders zu einer „Informationsprobe“ für Apparateglas für die Laboratorien der Hütten gedacht.

15. Besondere Gläser für Optik, Spiegelglas, Objektträger, Deckgläschen u. dergl.[1]. Ausführlicheres vgl. Anh., Nr. 41.

Auf Verwitterung wurden 17 Glasproben untersucht, darunter 15 einer französischen Fabrik. Von den andern Glasarten insgesamt 10 Proben.

16 Laboratoriumsflaschen mit eingebrannter Schrift[2]. Auf Antrag wurden 10 Flaschen der Einwirkung stark wirkender chemischer Reagentien, wie Chlor, Brom, Säuren usw. ausgesetzt und ein Gutachten über ihr Verhalten dabei erstattet.

17. Chemische Untersuchungen für andere Abteilungen der Reichsanstalt[1]. Untersucht wurden eine Nickelplatte für Gleichrichter (mit Selen überzogen); ein Röntgenschutzglas (Bleiglas mit ca. 42% PbO); eine Bleiplatte (enthielt 94,3% Pb und 5,5% Sn); Korrosionsrückstände aus einem versilberten Heizkessel; reines Zinn (enthielt Spuren Pb, höchstens 0,01%); Legierung für große Waagen (bestehend aus Zink, legiert mit rund 8% Sn, 1% Cu, 1,5% Pb, 1,5% Al .

18. Gerichtliches Gutachten[1]. Von einem Amtsgericht waren Löffel und Gabeln mit der Aufschrift „100“ eingesandt worden. Das Grundmetall erwies sich als Neusilber. Der galvanische Silberüberzug wurde genau bestimmt. Da in der einschlägigen Industrie jedoch noch keine Klarheit darüber besteht ob die Bezeichnung „100“ bei Alpakka (d. h. 100 g galvanisch niedergeschlagenes reines Silber) sich auf 1 Dutzend oder 1 Doppeldutzend Eßgeräte bezieht, mußte an die zuständige Handelskammer als Gutachter verwiesen werden.

19. Reines Palladium von W. C. Heraeus[3]. Bei dem geringen Material (etwa 3 g) konnte nur die röntgenspektroskopische Untersuchung maßgebend sein.

Der Befund ergab:

---

[1]) Fischer, Tepohl.
[2]) Tepohl. [3]) W. Noddack.

Im Gebiet von **Ti** (22) bis **U** (92) **rein**, d. h. keine Verunreinigungen mehr als $^0/_{00}$.

Platin (nach Anreicherung) etwa $0{,}01\,^0/_{00}$.

Al + S (chemisch nicht nachweisbar).

Si weniger als $0{,}5\,^0/_{00}$.

P und C waren aus Mangel an Material nicht nachweisbar.

20. Kobalt[1]).

Im Anschluß an das Nickel wurde das Kobalt „Kahlbaum" analytisch auf seine Reinheit untersucht. Es ergab die dritte Reinigungsstufe mit röntgenspektroskopisch nachweisbaren Spuren von Nickel und Eisen.

21. Neue Elemente[2]).

Die Untersuchung der chemischen und physikalischen Eigenschaften des Rheniums wurde fortgesetzt mit Unterstützung der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft.

Rein dargestellt wurden 1,2 g Rhenium größtenteils mit finanzieller Unterstützung von Siemens & Halske.

Das Atomgewicht des Rheniums wurde zu $188{,}7 \pm 0{,}25$ bestimmt. Dieser Wert wurde in den Bericht der Deutschen Atomgewichts-Kommission für 1929 aufgenommen.

Die Dichte des geschmolzenen Rheniums ergab sich zu etwa 20. An übersandtem Re-pulver wurde von Herrn Prof. V. M. Goldschmidt in Oslo neuerdings die Dichte 21,60 bei hexagonaldichtester Kugelpackung festgestellt. Die spezifische Wärme des Rheniums zwischen 0 bis 20° ist 0,0346.

Folgende chemischen Verbindungen des Rheniums wurden hergestellt, analysiert und untersucht:

die Oxyde

$$Re_2O_8\,,\quad Re_2O_7\,,\quad ReO_3 \quad \text{und} \quad ReO_2\,,$$

ferner die Salze der Perrheniumsäure:

$$NaReO_4\,,\quad NH_4ReO_4 \quad \text{und} \quad Ba(ReO_4)_2\,,$$

von der Rheniumsäure die Salze:

$$Na_2ReO_4\,,\quad BaReO_4\,,\quad Ag_2ReO_4\,.$$

Etwa 200 Mineralien von verschiedenen Gegenden der Erde wurden auf ihren Rheniumgehalt untersucht.

Neuerdings wurde mit der Anreicherung des Masuriums begonnen.

4. Laboratorium für Feinmechanik und Akustik[3]).

22. Prüfungsarbeiten[3]).

Die Prüfungsarbeiten erstrecken sich auf folgende Gegenstände:

Leitspindeln 73 (54),	Meßscheiben 53 (0),
Zyl. Gewinde-Normale 15 (18)	Konuslehren 6 (0),
Kon. Gewinde-Normale 3 (0),	Fingerfräser 5 (0),
Kaliberringe 9 (10),	Stoppuhren 2 (1),
Rachenlehren 7 (0),	Stimmgabeln 135 (123),
Kaliberdorne 6 (0),	davon a-Gabeln 103 (66)

Messungen für die Reichsanstalt 4 (10).

Im einzelnen ist zu den Prüfungen folgendes zu bemerken:

23. Prüfung konischer Normalgewinde.

Die Hauptarbeit des Laboratoriums galt der Durchführung der vom Röhrenverband G. m. b. H. beantragten Prüfung konischer Röhrengewinde nach den Normen des American Petroleum Institute (s. Tätigkeitsbericht für 1927, Nr. 21b). Die umfangreichen, mit Rücksicht auf die Unhandlichkeit der Normale z. T. nach neuen Methoden arbeitenden Meßeinrichtungen wurden fertiggestellt und an drei Normalgewinden von 2″, $5\frac{3''}{4}$ und 16″ Nenndurchmesser

---

[1]) F. Mylius a. Gast.

[2]) W. Noddack und I. Noddack a. Gast.

[3]) Göpel, Werner, Conrat.

erprobt. Die Messungsresultate standen in guter Übereinstimmung mit den im Bureau of Standards gefundenen Werten. Eine Veröffentlichung über die Arbeiten ist in Vorbereitung. Von den neuen Prüfungseinrichtungen soll an dieser Stelle nur die für die Feststellung des Flankenwinkels kurz wiedergegeben werden, weil sie auch für zylindrische Gewinde großer Abmessung Verwendung finden kann.

Die *APJ*-Pipe Specifications 1928 fordern die Messung des (halben) Flankenwinkels zu beiden Seiten einer Senkrechten zur Gewindeachse. Zulässig ist $30^0 \pm 10'$. Für die Messung wurde eine Zuverlässigkeit von $\pm 3'$ angestrebt. Die Messung der Winkel erfolgte durch vergleichendes Abtasten der Gewindeflanken und eines stählernen Winkelnormals mit einem in Abb. 1 schematisch dargestellten Spiegel-Fühlhebel. Der zweiarmige Hebel *H* ist um die horizontale Spitzenachse *A* drehbar und liegt mit seinem kugelförmig geschliffenen Ende aus hartem Stahl je nach der Richtung des angebrachten Gewichtsdruckes auf der unteren oder oberen Flanke des achsensenkrecht gestellten Gewinde-Normals auf. Ein Spiegel *S* gestattet die jeweilige Hebelstellung mit Fernrohr und Skala abzulesen. Der Hebel ist senkrecht zur Gewindeachse mikrometrisch verschiebbar. Eine Verschiebung um *L* dreht somit den Hebel aus der Lage I in die Lage II und ergibt an der Skala einen bestimmten Ausschlag. Abb. 2 zeigt die Fühlhebel-Anordnung vor einem konischen Normalgewinde (16″).

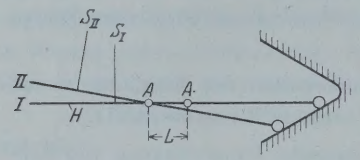


Abb. 1.

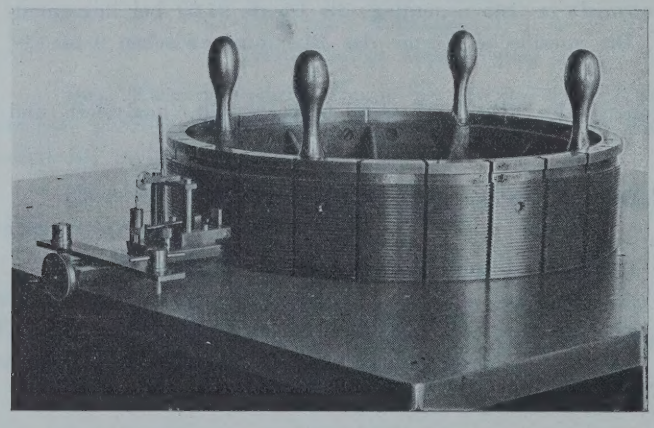


Abb. 2.

Nach Abtasten der Flanken in bestimmten Mikrometerstellungen wird das Gewinde nacheinander durch zwei stählerne Johansson-Winkelnormale ersetzt und durch Abtasten ihrer Flanken unter den gleichen Bedingungen wie bei den Gewindeflanken die Skalenausschläge gemessen. Als Normale dienen ein 30^0- und ein 31^0-Winkel, wie Abb. 3 zeigt, in besonderer Weise so gefaßt, daß die horizontalen Winkelschenkel der an einem Gußeisenkörper befestigten Normale mittels Libelle parallel zur Auflageebene liegen. Im einzelnen ist *A* eine der Spitzenschrauben für die Hebelachse, *H* der (etwas gekröpfte) Hebel, *M* die Verschiebungseinrichtung mit der Trommel *T*, *S* der Spiegel, *W* die Winkelnormale. Der Tastfinger ist nicht sichtbar.

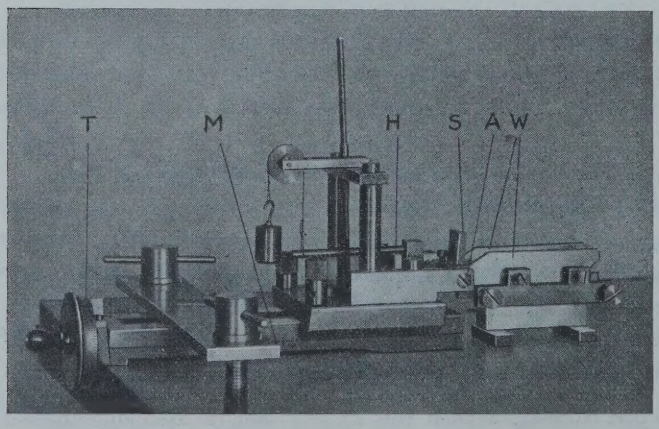


Abb. 3.

Aus den an den Winkelnormalen und an den Gewindeflanken gewonnenen Skalenausschlägen sind Größe und Vorzeichen der Flankenwinkel-Fehler leicht zu berechnen. Um Fehler durch veränderte Auflage der Tastkugel auszuschließen, wird bei allen Vergleichsmessungen bei gleicher Verschiebung *L* (Abb. 1) von der gleichen, durch die Skalenablesung kontrollierbaren, Anfangsstellung I ausgegangen. Nach Abtasten der oberen Gewindeflanke in Abb. 3 sind dementsprechend die Winkelnormale so zu stellen, daß sie mit ihren horizontalen Schenkeln auf der Richtplatte aufliegen.

Die Winkelnormale wurden im Optischen Laboratorium spektrometrisch geprüft und zeigten Winkelfehler von nur wenigen Sekunden. Die angestrebte und auch erreichte Zuverlässigkeitsgrenze von $\pm 3'$ für die Flankenwinkel-Bestimmung dürfte sich durch Vergrößerung des Skalenabstandes, wenn nötig, noch einengen lassen.

24. Stimmgabel-Prüfungen.

Die Zahl der zu beglaubigenden a'-Gabeln hat im Berichtsjahr wieder zugenommen. Messungen über die Beeinflussung der Schwingungszahl durch die mit Blauanlassen der Gabeln verbundene Temperung sind noch nicht beendet.

Die Schaffung neuer Stimmgabel-Normale für verschiedene Tonhöhen und die Nachprüfung bereits vorhandener Normale wurde fortgesetzt.

25. Einfluß der Temperatur auf Musikinstrumente.

An einer durch einen Berufsmusiker angeblasenen Oboe wurden Beobachtungen über den Einfluß der Temperatur auf die Schwingungszahl des Kammertones angestellt. Es ergab sich u. a., daß das benutzte Instrument nach langer Temperung in einer Umgebung von 12° in einen Raum von 22° gebracht, von etwa 840 einfachen Schwingungen allmählich auf 880 anstieg. Die Tonhöhe zeigte jedoch, wie bekannt, auch ohne und mit Willen des Bläsers merkliche Schwankungen infolge Änderung der Anblasestärke, so daß aus den vorgenommenen Messungen ein für die Kammerton-Stabilisierung brauchbares Resultat nicht gefolgert werden konnte.

26. Kammertonfrage.

Die Angelegenheit der Neufestsetzung des Kammertones, die vom Normenausschuß der deutschen Industrie unter Mitarbeit der Reichsanstalt in Behandlung genommen wurde, ist inzwischen der Kunstkommission des Völkerbundes überwiesen worden. Die Ordnung der Frage muß daher bis zu einer in Genf stattfindenden Entscheidung vertagt werden. Der Normenausschuß ist dahin verständigt worden.

27. Uhrentechnische Arbeiten.

Über die Aufnahme uhrentechnischer Einzelforschungen sind auf Anregung der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft Erwägungen angestellt.

5. Photochemisches Laboratorium.

28. Energieumsatz bei Zersetzung des Bromsilbers[1].

Die Arbeiten über den Energieumsatz bei der Zersetzung des Bromsilbers unter dem Einfluß verschiedener Strahlenarten wurden fortgesetzt.

29. Photobromierung von flüssigen Kohlenwasserstoffen[2].

Bei den Untersuchungen über die Photobromierung von flüssigen Kohlenwasserstoffen wurde die Lichtreaktion Brom-Benzol untersucht und ihre Kinetik in Abhängigkeit von Bromkonzentration, Bromwasserstoffkonzentration, Benzolkonzentration, Temperatur, Lichtintensität und Wellenlänge studiert.

30. Herscheleffekt[3].

Im Anschluß an die Versuche über den Herscheleffekt bei photographischen Platten wurde versucht, dieselbe Erscheinung an bromierten Silberblechen zu reproduzieren und die dabei entstehende Aufladung in Abhängigkeit von der Lichtmenge messend zu verfolgen.

31. Röntgenspektroskopie[4].

Die röntgenspektroskopischen Daten des Rheniums wurden vervollständigt. Es wurden die schwächeren Linien der L-Serie des Rheniums, ferner die L-Absorptionskanten und die stärksten Linien der M-Serie ausgemessen und daraus die Termwerte berechnet (Anh., Nr. 28, 29).

In den Tabellen 1 bis 3 sind die gemessenen neuen Linien und Kanten verzeichnet.

Tabelle 1.
Schwache Linien der L-Serie des Rheniums.

Re $L\alpha_3$	1424,0 X-E.
β_{17}	1290 „
β_7	1183,3 „
β_{16}	1178,7 „
β_{10}	1169,8 „
β_9	1162,4 „
γ_5	1091,2 „
γ_{11}	1008,5 „
γ_4	991,0 „

Tabelle 2.
L-Absorptionskanten des Rheniums.

Re L_{22}	1173,8 X-E.
L_{21}	1034,0 „
L_{11}	987,1 „

Tabelle 3.
M-Serie des Rheniums.

Re $M\alpha_1$	6708 X-E.
$M\alpha'$	6692 „
$M\beta$	6491 „
$M\gamma$	5873 „

[1]) Noddack. [2]) Meidinger. [3]) Tollert als Gast. [4]) Beuthe.

Etwa 300 Präparate wurden röntgenspektroskopisch analysiert, darunter einige zur Unterstützung von chemischen Analysen des chemischen Laboratoriums, ein eingesandter Quellenwasserrückstand, reines Palladium von Heraeus und reines Gold der Reichsanstalt.

32. Photolyse tropfbar flüssiger Lösungen[1]). Um den Unterschied in dem photochemischen Verhalten wäßriger und nicht wäßriger Lösungen klarzulegen, verglich man in einer früheren Untersuchung (*Tätigkeitsber. f. 1927, S. 7; Zeitschr. f. Physik* **47**. *S. 305—322. 1928*) das Verhalten von JH-Lösungen in Hexan und Wasser. Hierbei beruht der Unterschied zum großen Teil auf der elektrolytischen Dissoziation des JH in wäßriger Lösung. Um den Unterschied unabhängig von der elektrolytischen Dissoziation zu prüfen, verglich man neuerdings das photochemische Verhalten von H_2S-Lösungen in Hexan und in Wasser, da hier die elektrolytische Dissoziation so gering ist, daß sie vernachlässigt werden kann. Die Versuche sind noch nicht abgeschlossen.

6. Kältelaboratorium und Laboratorium für elektrische Atomforschung[2]).

33. Allgemeines. Die Einrichtungen des Kältelaboratoriums wurden in einer ausführlichen Veröffentlichung beschrieben (Anh., Nr. 37). Am Schlusse derselben ist auch auf die Möglichkeit, Gastarbeiten im Kältelaboratorium auszuführen und flüssigen Wasserstoff von ihm zu erhalten, hingewiesen. Im Berichtsjahre führte Herr Dr. D'Ans von der Auer-Gesellschaft als Gast eine Untersuchung über die Temperaturabhängigkeit der radioaktiven Zinksulfidleuchtfarben zusammen mit Herrn Dr. Riehl aus.

Die Arbeiten des Kältelaboratoriums wurden wieder weitgehend durch die Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft unterstützt.

34. Luftverflüssigung[3]). Die Anlage zur Gewinnung von flüssigem Stickstoff und Sauerstoff ist durch eine Abänderung an der Rektifikationssäule, die im Borsigwalder Werk der Linde-Gesellschaft vorgenommen wurde, verbessert worden, so daß die Anfahrzeit bis zur Entnahme von flüssigem Stickstoff jetzt nur 120 Minuten statt 150 Minuten beträgt. Flüssige Luft erhält man bereits nach 90 Minuten. Im Laufe des Jahres wurden 7600 l flüssiger Stickstoff sowie 110 l flüssiger Sauerstoff hergestellt, und zwar 3970 l für das Kältelaboratorium, 3740 l für andere Laboratorien der Reichsanstalt.

35. Wasserstoffverflüssigung[3]). Im Berichtsjahre sind 807 l flüssiger Wasserstoff hergestellt worden. Davon wurden verwendet: in anderen Laboratorien der Reichsanstalt 86 l für Volumbestimmungen an kondensierten Gasen, 61 l für thermometrische Messungen, 50 l für Messungen über die Temperaturabhängigkeit der elastischen Konstanten fester Körper, 5,5 l bzw. 3 l für Messung der Wärmeausdehnung von Eis und Messing, im Kältelaboratorium 37 l für verschiedene Messungen, insbesondere Messungen über den Widerstand von Metallen, 460,5 l für Heliumverflüssigung sowie Neon-Helium-Trennung und Reinigung von Rohhelium. An andere wissenschaftliche Institute Groß-Berlins wurden 104 l flüssiger Wasserstoff abgegeben, und zwar erhielten: Professor Simon vom Physikalisch-Chemischen Institut der Universität 80 l für Messungen über spezifische Wärme und zu Versuchen über seine Methode zur Erzeugung tiefster Temperaturen, Professor Pringsheim vom Physikalischen Institut der Universität 11,5 l für Messungen über Absorptionsspektren, Herr Dr. Bonhoeffer vom Kaiser-Wilhelm-Institut für Physikalische Chemie 12,5 l für Messungen über die Frage, ob der symmetrische Wasserstoff der Quantenmechanik ohne den antisymmetrischen hergestellt werden kann.

36. Metallene Vakuummantelgefäße für flüssig. Wasserstoff[4]). Vakuummantelflaschen aus Metall von 10 l Inhalt, die von der Sprengluftgesellschaft bezogen worden waren, erwiesen sich für flüssigen Wasserstoff als unbrauchbar: Erstens war zum Abkühlen der Flasche bzw. Herstellen guten Vakuums im Zwischenraum mehr als 1 l flüssiger Wasserstoff erforderlich, zweitens war auch nach der Abkühlung die Verdampfung unzulässig groß. Versuche der Sprengluftgesellschaft, die Flaschen zu verbessern, führten zu keinem Ergebnis. Abhilfe brachten folgende in der Reichsanstalt vorgenommene Änderungen: die Öffnungen zu dem die Adsorptionskohle enthaltenden Gefäß wurden vergrößert, als Adsorptionskohle wurde Nußkohle statt aktivierter Holzkohle verwendet, die inneren Oberflächen der aus Eisen und Neusilber bestehenden Gefäße wurden verkupfert und versilbert. Besonders die letztere Maßnahme erwies

[1]) Warburg und Rump als Gäste.
[2]) Meißner, Voigt, Wrede, Adelsberger, Scheffers, Giloi.
[3]) Meißner, Giloi. [4]) Meißner, Voigt.

sich zur Herabsetzung der Strahlungsverluste als wesentlich. Bei Füllung mit flüssiger Luft verdampften in den so verbesserten 10 l-Gefäßen im Beharrungszustand nur etwa 35 g stündlich. Zum Abkühlen mit flüssigem Wasserstoff ist weniger als 0,5 l nötig und es verdampfen dann stündlich nur etwa 15 g = 210 ccm.

37. Heliumbeschaffung[1]).

Durch Trennung von Neon-Helium-Gemisch, das die Linde-Gesellschaft zur Verfügung stellte, wurden 937 l Helium gewonnen. Das abgetrennte Neon, etwa 3000 l, das weniger als 1 Volumprozent Helium enthält, wurde an die Linde-Gesellschaft zurückgegeben. Durch Reinigung von (aus Monazitsand gewonnenem) Rohhelium, das die Auer-Gesellschaft zu Selbstkosten lieferte, wurden 4350 l Reinhelium hergestellt. Gemäß einem getroffenen Abkommen wurde ein Teil hiervon — im Berichtsjahre 87 l — an die Auer-Gesellschaft zurückgegeben, wofür der vierfache Betrag an Reinhelium der Reichsanstalt nicht berechnet wird.

Der Heliumvorrat beträgt z. Z. etwa 7500 l.

38. Heliumverflüssigung[1]).

Die Arbeiten mit flüssigem Helium wurden noch so vorgenommen, daß die Versuchsapparate in den Verflüssiger selbst eingebaut waren. Sie bezogen sich hauptsächlich auf die spezifische Wärme des gasförmigen Heliums, den Widerstand von Metallen und die Supraleitfähigkeit.

39. Spezifische Wärme des gasförmigen Heliums bei 4° abs.[2])

Das Kalorimeter zur Messung der spezifischen Wärme des gasförmigen Heliums bei der Temperatur des flüssigen Heliums wurde gegenüber dem im vorjährigen Bericht beschriebenen weitgehend verbessert und hat jetzt die in Abb. 4 wiedergegebene Anordnung. Der Vakuummantel wird vor dem Abkühlen des Kalorimeters evakuiert. Der Konstantandraht *d* zur Heizung der Stahlkapsel *a* mit Helium und zur Temperaturmessung befindet sich in einer Kammer, zu der Neusilberröhrchen *e, f* mit den Drähten *g* und *h* für Stromzuführung und Spannungsmessung laufen. Um das im Vakuum befindliche Kalorimetergefäß *a* abzukühlen, läßt man Helium durch die Neusilberröhrchen, die durch flüssiges Helium führen, strömen und erniedrigt sodann den Heliumdruck in der Kammer genügend. Das neue Kalorimeter hat eine ausgezeichnete thermische Isolation, so daß fast gar keine Korrektionen wegen Wärmezufuhr von außen anzubringen sind. Die größte Unsicherheit entsteht bei der Bestimmung des Temperaturkoeffizienten von Konstantan. — Die bisherigen Meßreihen ergaben für die Molwärme des Heliums bei konstantem Volumen und bei 0,75 Atm.-Druck etwa 65 % von dem klassischen Normalwert 2,98, also einen starken Quanteneffekt. Eine vorläufige Veröffentlichung über den Gegenstand liegt vor. (Anh., Nr. 38.)

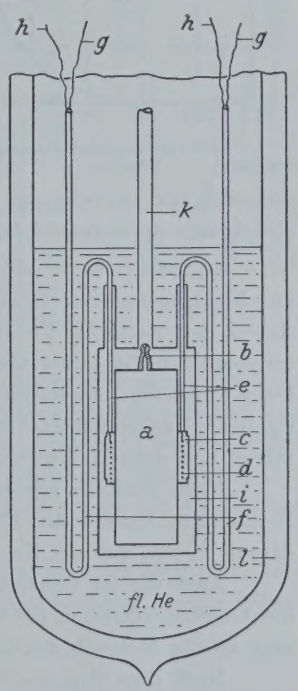


Abb. 4. Vakuumkalorimeter.
a Stahlgefäß mit He
b Verschlußvorrichtung
c Kammer für Heizwicklung
d Heizwicklung aus Konstantan
e Neusilberröhrchen 0,7/0,64 mm
f Neusilberröhrchen 1,2/1 mm
g Stromdrähte
h Potentialdrähte
i Äußere Kapsel
k Neusilberrohr zum Evakuieren von *i*
l Gefäß mit fl. He

40. Widerstand von Metallen im Temperaturgebiet des flüssigen Heliums[3]).

Die Messungen über den Widerstand der Metalle zwischen 1,3 nnd 4,2° abs. wurden fortgesetzt. Der Widerstand wurde auch wie der bei Temperaturen zwischen 20 und 273° bestimmt. Es wurden neu untersucht: Aluminium, eine Reihe verschiedener Eisensorten, Beryllium, Kobalt, Molybdän, Rhodium, Palladium, Tantal, Wolfram, Iridium, Antimon, Neusilber, Kohle, Magnesium, Tellur. Von jedem Metall wurden Proben verschiedener Reinheit verwendet, z. T. auch Einkristalle, so daß man aus den Messungen die Temperaturabhängigkeit des Widerstandes ideal reiner Metalle ableiten kann. Die Resultate sind z. T. in dem vorläufigen Bericht, Anhang, Nr. 38 enthalten. Supraleitend wurde von den aufgeführten Metallen nur Tantal.

41. Supraleitfähigkeit von Tantal[2])

Zwei aus Glühlampen stammende Tantalproben hatten bei 4,5° abs. einen Restwiderstand von 3 bzw. 1 % des Widerstandes bei 0° C. Beide wurden bei etwa 4,3° abs. supraleitend. Die Art, wie der Abfall des Widerstandes erfolgt, ist für die erste Probe aus Abb. 5 zu ersehen; für die zweite Probe erfolgt der Abfall ganz ähnlich. Bei einer dritten, viel

[1]) Meißner, Giloi. [2]) Meißner. [3]) Meißner, Voigt.

unreineren Probe mit 10 % Restwiderstand fiel der Widerstand zwischen 4,2 und 1,5° abs. auf den fünften Teil ab, ohne daß Supraleitfähigkeit eintrat. Im periodischen System liegt Ta wieder in der Nähe der anderen Supraleiter. Es sollen noch weitere, sehr reine Proben, welche Herr Dr. Haußer von der Firma Siemens & Halske dankenswerter Weise herstellen läßt, untersucht werden.

42. Versuche über das Wesen der Supraleitfähigkeit[1]).

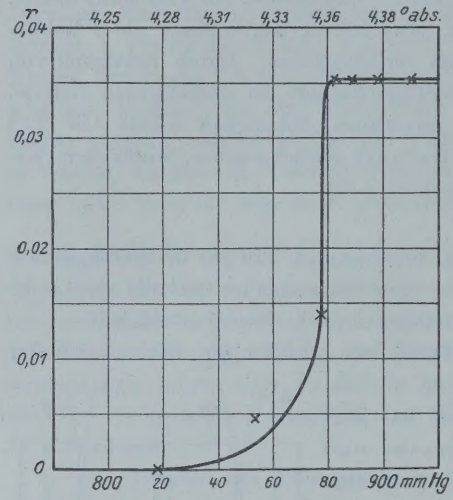


Abb. 5. Supraleitfähigkeit von Tantal.

Es wurden erstens Versuche darüber angestellt, ob die Supraleitfähigkeit ein Oberflächen- oder Volumeffekt ist, d. h. ob der supraleitende Strom etwa in der Grenzschicht Leiter-Isolator fließt, also ein vom gewöhnlichen Strom ganz verschiedenes Phänomen ist, oder ob er wie der gewöhnliche Strom im Innern des Leiters fließt. Zur Entscheidung der Frage wurden dünnwandige mit Zinn gefüllte Neusilberröhrchen verwendet, wobei für innige Verbindung von Neusilber und Zinn gesorgt wurde. Die Neusilberröhrchen ohne Zinn wurden nicht supraleitend. Bei Füllung mit Zinn tritt Supraleitfähigkeit am Sprungpunkt des Zinns ein, ein Beweis, daß eine freie Oberfläche Metall-Isolator für die Supraleitfähigkeit nicht nötig ist.

Auf Anregung von Prof. v. Laue wurde im Anschluß an diese Versuche auch noch Tantal in Zinnumhüllung und Blei in Zinnumhüllung untersucht. In beiden Fällen trat Supraleitfähigkeit schon am höhergelegenen Sprungpunkt ein, obwohl die zugehörige Substanz im Innern des andern Supraleiters mit niedrigerem Sprungpunkt lag.

Schließlich wurde ein schon früher angestellter Versuch, bei sehr kleinen Strömen mit Hilfe von Elektronenrohrverstärkern Spannungsschwankungen an den Enden des Supraleiters festzustellen, mit weitgehend verbesserten Hilfsmitteln wiederholt, wobei ein für alle Frequenzen hochempfindlicher Verstärker verwendet wurde. Da wiederum auch bei Strömen herunter bis zu 10^{-6} A keine Spannungsschwankungen auftraten, ist anzunehmen, daß der supraleitende Strom nicht aus regelmäßig angeordneten Elektronenketten besteht, die eine bestimmte Elektrizitätsmenge mit sich führen und daher bei kleinen Strömen abrissen und Spannungsschwankungen hervorrufen müßten.

Nach allem ist anzunehmen, daß auch der supraleitende Strom von unregelmäßig sich im Metallinnern bewegenden Elektronen getragen wird, und daß das Verschwinden des Widerstandes darauf beruht, daß die Energie der Elektronen nicht mehr an die Atome abgegeben werden kann.

43. Messungen mit Hilfe von Atomstrahlen[2]).

Nach der im vorjährigen Bericht beschriebenen Methode stellte Dr. Wrede Versuche über die Atomkonzentration bei kondensierter Glimmentladung in Stickstoff an, sowie Versuche, um das magnetische Moment des Stickstoffatoms zu bestimmen, die jedoch nicht zum Abschluß kamen.

Nach dem Fortgang von Dr. Wrede wurden auf Anregung von Professor Stern Versuche in die Wege geleitet, um das magnetische Moment des Lithiumatoms so genau zu messen, daß ein Schluß über die Größe seines Kernmoments möglich wird.

44. Suszeptibilität von Gasen. Gleichspannungsverstärkung[3]).

Bei den Vorarbeiten für die Messung der Suszeptibilität von Gasen zeigte sich, daß es wünschenswert ist, sehr kleine Gleichspannungen zu messen, was auch für die Arbeiten über Supraleitfähigkeit dringend nötig ist. Es wurde deshalb eine Methode hierzu ausgearbeitet, die auf eine 1925 entstandene Idee zurückgeht. Diese Idee, zu deren Durchführung 1926 eine rotierende Kondensatormaschine gebaut worden war, besteht darin, die kleine Gleichspannung durch die Maschine in erhöhte Wechselspannung umzuformen, ohne irgendwelche Kontakte an rotierenden Teilen zu benutzen, mittels Transformators und eines Elektronenrohrverstärkers weiter zu verstärken und mit Detektor und Galvanometer zu messen.

Die Kondensatormaschine arbeitet nach folgendem Prinzip: Man bringt in das elektrische Feld eines Plattenkondensators K (Abb. 6), an den über Drosseln oder Hochohmwiderstände die

[1]) Meißner, Voigt, Adelsberger.
[2]) Meißner, Wrede, Scheffers. [3]) Meißner, Adelsberger.

Meßspannung E_0 gelegt ist und dessen Platten durch große Kapazitäten K_1 und K_2 mit Erde verbunden sind, eine über eine Selbstinduktionsspule L geerdete Platte D und bewegt sie in Richtung der Kraftlinien sinusförmig hin und her. Der aus K, D, K_1, K_2 und L gebildete Schwingungskreis ist auf die Frequenz der Bewegung von D abgestimmt. Falls die Meßspannung von Null verschieden ist, tritt im Schwingungskreis eine elektrische Schwingung auf, die sich aufschaukelt, bis die durch sie erzeugte Joulesche Wärme der vom Antriebsmotor gelieferten, zur Bewegung der Ladung im elektrischen Feld erforderlichen Arbeit gleich ist. Eine Annäherungsrechnung gibt für den Grenzwert der entstehenden Wechselspannung den Ausdruck

$$V_0 = \frac{\eta \cdot E_0}{\omega R C},$$

wobei C ein mittlerer Wert der Kapazität von D gegen K, R der Widerstand von L, ω die Kreisfrequenz der Schwingung ist, sowie η ein Faktor, der wesentlich durch den Wirkungsgrad der Maschine bestimmt wird.

Messungen an der 1926 gebauten Maschine, bei der nicht oszillierende, sondern rotierende Bewegung benutzt wurde, ergaben, daß die bei einer Kreisfrequenz $\omega = 720$ erforderliche Verwendung von Eisen nicht günstig für die Spannungsverstärkung der Maschine ist, die durch $V_0 : E_0$ gegeben wird. Daher wurde nach den gewonnenen Erfahrungen eine zweite Maschine mit $\omega = 86000$ hergestellt, bei der auch besonderes Gewicht darauf gelegt wurde, daß die Kapazität zwischen Rotor und Stator möglichst konstant ist, wodurch η erhöht wird. Die Maschine ist mit zahnradartig gefrästen Statoren und Rotoren ausgestattet, welche je 280 Zähne besitzen. Mit dieser Maschine wurde bei 3000 Touren/Minute für die Verstärkung $\frac{V_0}{E_0}$ etwa der Wert 10 erzielt. Durch den Eingangstransformator des anschließenden Verstärkers kann V_0 auf den wenigstens vierfachen Betrag gebracht werden. Gibt der Röhrenverstärker 500fache Spannungsverstärkung, so ist die an seinem Ausgang auftretende Wechselspannung etwa 10000 mal so groß als die Meßspannung E_0.

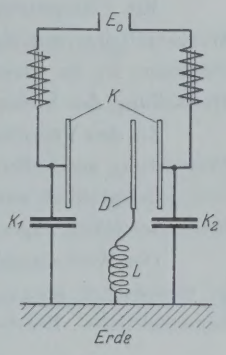


Abb. 6.

Eine Schwierigkeit tritt dadurch auf, daß dieser Verstärkungsfaktor von 10000 durch den gerade bei kleinen Strömen sehr geringen Wirkungsgrad der Gleichrichter sehr stark reduziert wird. Deshalb sollen noch andere Methoden zur Messung der Wechselspannung versucht werden. Ferner ist es möglich, daß der Verstärkungsgrad der Kondensatormaschine erheblich größer als 10 wird, wenn man statt der rotierenden Bewegung die oszillierende wählt, die allerdings erst genau durchgearbeitet werden müßte.

Da die Kondensatormaschine zur Erregung nur Spannung (keine Energie) nötig hat, kann sie wahrscheinlich auch als hochempfindliches Elektrometer für Messung kleinster Ströme benutzt werden.

7. Hauptwerkstatt[1]).

45. Allgemeines. Die Maschineneinrichtung konnte weiter erneuert werden durch Anschaffung einer großen Leitspindeldrehbank mit vollkommenen Hilfseinrichtungen. Die Einrichtungen der Tischlerei wurden durch eine Entstaubungsanlage vervollkommnet. Mit vorhandenen Mitteln wurden außerdem notwendige Verbesserungen durchgeführt.

46. Stempelungen. Die Stempelungsarbeiten haben gegen früher zugenommen; sie erstrecken sich auf Stimmgabeln, magnetische Materialien, Hefnerlampen, Ionisationskammern und andere Prüfgegenstände.

47. Herstellung von Apparaten usw. An größeren Arbeiten wurden im Berichtsjahre u. a. vollendet:

1 Differenzdruckwaage für hohe Drucke.
1 Bolometer.
1 Apparat besonderer Bauart zur Messung von Ölfilmen.
1 phonisches Rad.
2 variable Ionisationsstandarde neuer Bauart.
1 Meßoberteil für das Flankenmeßgerät nach Göpel.

[1]) Göpel, Keil.

2 Apparate für elektro-akustische Versuche.
1 rotierende Funkenstrecke neuer Bauart.
11 Etalon-Abstandsringe.

Noch in Arbeit befinden sich u. a.:

5 Schutzringkondensatoren für den Lichtgeschwindigkeitsversuch.
1 Interferenzgerät nach Michelson zur Wellenlängenmessung nach der Methode von Kösters.
1 Druckpresse für hohe Drucke.

Außerdem wurden wieder einige Teilungen ausgeführt, verschiedene Gußmodelle, einige Teile zu dem Kryostaten des Hochspannungslaboratoriums, mehrere Reduzierventile besonderer Bauart, Teile zu der Röhrengewindemeßeinrichtung und Teile zu einem Vakuumverspiegelungsgerät angefertigt. Häufig wurde das Laboratorium zur Ausführung von Verbesserungen an Einrichtungen in anderen Laboratorien u. a. im Laboratorium für angewandte Optik und im Laboratorium für Hochspannung in Anspruch genommen. Ebenso lagen wieder Reparaturen in großer Anzahl vor.

Mit Unterstützung der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft beschäftigte sich der Werkstattleiter mit der Konstruktion und dem Bau eines aerophysikalischen Meßgerätes. Die Konstruktion ist im wesentlichen abgeschlossen. Ebenso wurden die erheblichen Schwierigkeiten der Herstellung des hierzu notwendigen druckempfindlichen Körpers gelöst.

Zu den Vorversuchen für den Bau eines Flußspatvakuumspektrographen wurde eine größere Einrichtung geschaffen, mit der bereits Vorversuche angestellt wurden.

Gelegentlich wurden auch praktische Versuche und Vergleiche mit Werkzeugen aus neuartigen Schneidmetallen angestellt.

Der Werkstattleiter wurde wieder in stärkerem Maße, auch von außerhalb, als Beratungsstelle in technischen Dingen in Anspruch genommen; von Angehörigen der Reichsanstalt besonders in Konstruktions-, Bearbeitungs- und Materialfragen.

Abteilung I.

Unterabteilung Ia.

Außer der Bearbeitung der laufenden, die Maß- und Gewichtsordnung betreffenden Fragen wurden folgende Arbeiten veröffentlicht:

48. Allg. Angel. des Maß- und Gewichtswesens[1]).

a) Bekanntmachung über Gasmesser mit heraufgesetzter Leistungsfähigkeit. Vom 22. Mai 1928 (Mitteilungen 11. R. S. 133),

[2]) b) Verordnung über Übergangsbestimmungen für die Eichung von Meßgeräten. Vom 11. Dezember 1928 (Reichsgesetzbl. I S. 414),

49. Eichgebühren.

[3]) c) Bekanntmachung über Gebühren für die Beglaubigung von Fischversandgefäßen für den Eisenbahnverkehr. Vom 6. Februar 1928 (Mitteilungen 11. R. S. 113),

[2]) d) Verordnung über Änderung der Eichgebührenordnung. Vom 29. Juni 1928 (Reichsgesetzbl. I S. 193),

[4]) e) dritte Verordnung über Änderung der Eichgebührenordnung. Vom 15. Dezember 1928 (Reichsgesetzbl. I S. 412),

[5]) f) Verordnung über Änderung der einstweiligen Eichgebühren für Meßeimer für Mineralöle. Vom 2. November 1928 (Mitteilungen 11. R. S. 183).

50. Eichstatistik[2]).

Die Reichseichstatistik für das Geschäftsjahr 1925 wurde als Beilage zu Nr. 11 der 11. Reihe der „Mitteilungen“ gedruckt.

51. Maß- und Gewichtsrecht[6]).

Es gingen 34 OLG.- und 20 AG.-Urteile ein. Für den Abdruck in den Mitteilungen der Abt. I sind vier AG.-Urteile bearbeitet worden. Fünf OLG.-Urteile wurden in der Juristischen Wochenschrift, Jg. 1928 kritisch besprochen und Sonderdrucke davon den Eichbehörden und Gerichten der Länder zugeleitet (Anh., Nr. 50).

---

[1]) Weymann. [2]) Kreuter. [3]) Kreuter, Drewitz.
[4]) Schönherr, Kreuter. [5]) Thomas. [6]) Drewitz.

Laboratorium Ib.

52. Prüfungen und Beglaubigungen[1].

Es wurden geprüft und beglaubigt:

16 Kryptonröhren,
331 rechtwinkelige Endmaße,
38 zylindrische Endmaße,
70 Endmeter (Stahl mit schneidenförmigen Enden),
2 Endmaßstäbe zu 2 m mit schneidenförmigen Enden,
1 Strichmeter ersten Ranges (Nickelstahl) mit Ausdehnung,
6 Strichmeter geringerer Güte (Stahl, Messing),
4 Strichmaße (Stahl) über 1 m,
3 Strichmaße (Stahl) unter 1 m,
3 Meßkeile (Stahl),
31 Bandmaße von 10 bis 100 m (Stahl und 1 aus Bronze),
1 Trägheitszylinder (Messing),
1 Barometer-Hüllrohr,
4 Ausdehnungsbestimmungen an 2 Bändern und 2 Stäben aus Invar,
318 Meßgeräte verschiedener Art für Seeschiffsvermessung,
327 Meßgeräte verschiedener Art für die Zollverwaltung.

zusammen 1156 Gegenstände.

53. Bearbeitung eichtechn. Fragen bei Strichmaßen[2]

Von den verschiedenen eichtechnischen Fragen, die zu behandeln waren, mögen folgende von allgemeinerem Interesse Erwägung finden:

Einige Bandmaße aus Bronze wurden probeweise zur Eichung zugelassen.

Der Antrag auf Zulassung von Köpermeßbändern mit Drahteinlage zur Eichung wurde nach neuerlich angestellten Versuchen wiederum ablehnend beschieden.

Auch einem Antrag auf Zulassung von Meßketten aus aneinandergelöteten Messingzylindern konnte nicht stattgegeben werden.

Bei zusammenlegbaren Maßstäben aus Leichtmetall, die jetzt in erheblichen Mengen in den Handel kommen, ist unter gewissen Bedingungen die probeweise Zulassung zur Eichung in Aussicht genommen worden.

54. Neue Mikroskope für die Teilmaschine[2].

Die Lieferung der neuen Mikroskope für die Teilmaschine ist noch nicht erfolgt.

55. 20°-Normale für Strichmaße[2].

Die Bestimmung eines 20°-Vergleichsnormals (1 m in 1000 mm) mit 30 μ breiten Strichen wurde durchgeführt. Die Fehler dieses Normals bleiben bei 20° unter 5 μ. Auch die Bestimmung des 20°-Bandmaßnormals zu 20 m mit Zentimeterteilung ist erledigt. Die Normale für die Prüfung der 20°-Eichamtsnormale stehen nunmehr zur Verfügung.

56. Bestimmung eines Plattendurchmessers[3].

Der mittlere Durchmesser einer Kondensatorplatte von 200 mm Durchmesser aus Bronze wurde durch visuelle Vergleichung mit Strichmaß und Endmaß ermittelt. Die Messungen wurden zunächst für 6 um je 30° Winkeldrehung auseinanderliegende Durchmesser ausgeführt. Für die einzelnen Durchmesser wurden dabei zwar vereinzelt Differenzen bis zu 6 μ festgestellt; im Durchschnitt gingen aber die Differenzen der Einzelwerte des gleichen Durchmessers nicht wesentlich über 1 μ hinaus. Die verschiedenen Durchmesser unterschieden sich im Maximum bis zu 10 μ (Gestaltfehler der Platte). Die Mittelwerte über alle 6 Durchmesser stimmten aber untereinander und mit den über 6 weitere, in der Mitte zwischen den ersten 6 Durchmessern gemessenen bis auf 1 μ überein.

Die durch Kontakt in der gleichen Weise nahe der Kante ermittelten mittleren Plattendurchmesser stimmten mit den optisch ermittelten bis auf 1 μ überein, so daß damit zu rechnen ist, daß die Ermittelung der mittleren Plattendurchmesser, die nach dem Einbau der Platten nur noch optisch möglich sein wird, mit einer Genauigkeit von $\pm$ 1 μ erfolgen kann.

---

[1]) Langbein, Lampe, Neumann, Weber.
[2]) Langbein, Neumann. [3]) Langbein, Lampe, Neumann, Weber.

57. Längen- und Flächenmeßgeräte[1]. Von den probeweise zugelassenen Längenmeßmaschinen wurde die Bauart einer Stoffmeßmaschine allgemein zugelassen. Ferner wurden vier Bauarten von Drahtlängenmeßmaschinen als allgemein eichfähig erklärt.

Von Flächenmeßmaschinen wurde eine von Preßluft gesteuerte Ledermeßmaschine allgemein zugelassen.

Zwei neue Arten von Stoffmeßmaschinen sowie zwei Bauarten von Drahtlängenmeßmaschinen für Drähte und Kabel wurden geprüft und probeweise zugelassen.

Im Anschluß an die Erprobung von Längen- und Flächenmeßmaschinen wurden Prüfungen von Gußstücken aus Spritzguß bezüglich Beständigkeit von Länge und Form ausgeführt. Flächen aus Gummi wurden bezüglich ihrer Eignung als Flächennormale auf Unveränderlichkeit des Flächeninhalts, insbesondere auf Unabhängigkeit von atmosphärischen Einflüssen untersucht.

Die durch die allgemeine Zulassung vorbenannter Längenmeßmaschinen notwendig gewordenen Änderungen und Ergänzungen der Eichordnung wurden ausgeführt.

58. Interferenzlängenmessungen.

a) Interferenzkomparator[2]. Da nach Bekanntwerden der Längenmessungen mit Kryptonlinien seitens der Industrie gewünscht wurde, ebenfalls Absolutmessungen langer Endmaße bis 200 mm vornehmen zu können, so wurden die Abänderungen des Absolutinterferenzkomparators, über die bereits im Vorjahre berichtet wurde, u. a. die Vergrößerung der Brennweite des Beobachtungsrohres auf 400 mm, sowie der Einbau einer Feldbeleuchtung und auswechselbarer Zentrierblenden von der Firma Carl Zeiss in ihre Fabrikation übernommen. Diese Abänderungen können an den bereits in den Händen der Gebraucher befindlichen Absolutinterferenzkomparatoren nachträglich angebracht werden. Für die Neukonstruktion eines großen Kryptoninterferenzkomparators, der die Ausmessung von Endmaßen bis 500 mm gestattet, wurden die bisher bei den Messungen mit Kryptonlinien gesammelten Erfahrungen der Firma Carl Zeiss zur Verfügung gestellt.

b) Wellenlängenmessungen[3]. Auch die wiederum in diesem Berichtsjahre ausgeführten zahlreichen Endmaßmessungen, insbesondere von langen Endmaßen, ergeben keine Veranlassung, die im vorigen Tätigkeitsbericht mitgeteilten Wellenlängen der Kryptonlinien, vor allem in ihrer relativen Beziehung zueinander auch nur um 0,0001 Å zu ändern. Um weitere Hilfsnormalen zu erhalten, wurden mit dem großen Meteranschluß-Interferenzkomparator bzw. mit dem Absolutinterferenzkomparator ohne Rücksicht auf evt. vorhandene Feinstruktur folgende Linien des Kryptonspektrums nach der bekannten Methode vorgemessen:

6421	6012	5672	4464	4274
6236	5994	5580	4454	
6083	5880	5570	4376	
6056	5708	5562	4363	

Die endgültigen Feinmessungen dieser Linien mit langen Endmaßen sollen zweckmäßig erst nach Beendigung der Feinstrukturuntersuchungen und nach Abschluß des Meteranschlusses vorgenommen werden.

c) Kryptonnormalröhren[2]. Im Berichtsjahre wurden erstmalig 16 Kryptonnormalröhren für Interferenzlängenmessungen amtlich beglaubigt. Die Prüfung der Röhren erfolgt vor allem hinsichtlich der Sichtbarkeit der Interferenzstreifen bei der Absolutmessung eines 200 mm-Endmaßes mit dem großen Meteranschlußapparat, und zwar für die Linien 6456, 5871 und 5650. Nur Röhren, die bei allen drei Farben gut meßbare Interferenzstreifen zeigen, werden amtlich beglaubigt. Die Röhren werden bei der normalen Betriebsstromstärke von 15 bis 20 mA geprüft. Bei der Untersuchung dieser Röhren und der zahlreichen eigenen Röhren zeigte sich, daß die Sichtbarkeit der Interferenzstreifen, abgesehen von einem günstigsten Wert des Kapillarinnendurchmessers von etwa 1,5 mm, im wesentlichen von einem geringen Wasserstoffgehalt der Röhren abhängt. Als Kriterium für die günstigste Wasserstoffbeimengung ergab sich, daß die rote Wasserstofflinie und die rote Kryptonlinie 6456 ungefähr gleiche Intensität zeigen sollen. Versuche mit Kryptonröhren, deren eine Elektrode aus Magnesiumblech bestand, ergab eine Verminderung der Interferenzfähigkeit des Kryptonlichtes um

---

[1]) Lanzrath. [2]) Kösters, Lampe, Weber.
[3]) Lampe, Weber.

etwa 25%, wenn durch Benutzung der Magnesiumelektrode als Kathode der anfänglich noch vorhandene Wasserstoff spektral zum Verschwinden gebracht ist.

Wegen der geringen Lebensdauer der Kryptonröhren beim Betrieb mit Wechselstrom müssen zweckmäßig die Normalröhren mit hochgespanntem Gleichstrom betrieben werden, der aber den Industrielaboratorien meistens nicht zur Verfügung steht. Hierfür wurde ein Spezialgleichrichtergerät entwickelt, das in der einen Ausführungsform auch die Erzeugung des hochgespannten Gleichstroms aus einem Gleichstromnetz ohne Anwendung eines rotierenden Umformers gestattet Als Gleichrichterröhre wird eine neuartige Röhre (Anotronröhre) der Firma Dr. G. Seibt benutzt. Der Vertrieb dieser handlichen Spezialgeräte erfolgt durch die Firma Schuchard & Schütte, Berlin.

d) Feinstruktur von Kryptonlinien[1]).

Die auf Veranlassung der Generalkonferenz für Maß und Gewicht (Paris 1927) begonnene Feinstrukturuntersuchung der als Normalen bzw. Hilfsnormalen geeigneten Kryptonlinien konnte im Berichtsjahre fortgeführt werden, nachdem eine Einrichtung und eine sichere Arbeitsmethode für die Herstellung der benötigten hochwertigen Etalonversilberungen geschaffen war. Wie bereits im vorjährigen Tätigkeitsbericht mitgeteilt, wurden u. a. bei der lichtstarken grünen Kryptonlinie 5570 zwei Trabanten ungleicher Intensität im Abstande von — 0,032 und + 0,034 Å „abgetrennt". Mit der Feststellung der vorhandenen Feinstrukturen im Gegensatz zu der kurz vorher veröffentlichten negativen Untersuchung von Gehrcke und Janicki mit Lummer-Gehrcke-Platten und Etalons *(Ann. d. Phys. **81**. S. 314. 1926.)* war hiermit dem Interesse der interferometrischen Längenmessung Genüge geleistet, so daß sich daher unter diesen Gesichtspunkten ein näheres Eingehen auf das weitere Ergebnis der photometrischen Registrierkurven und der zahlreichen Etalonaufnahmen mit verschiedenen Plattenabständen erübrigte. Die in letzter Zeit auf Grund von Aufnahmen mit Lummer-Gehrcke-Platten von Lau[2]) behauptete Existenz weiterer Trabanten in den Abständen

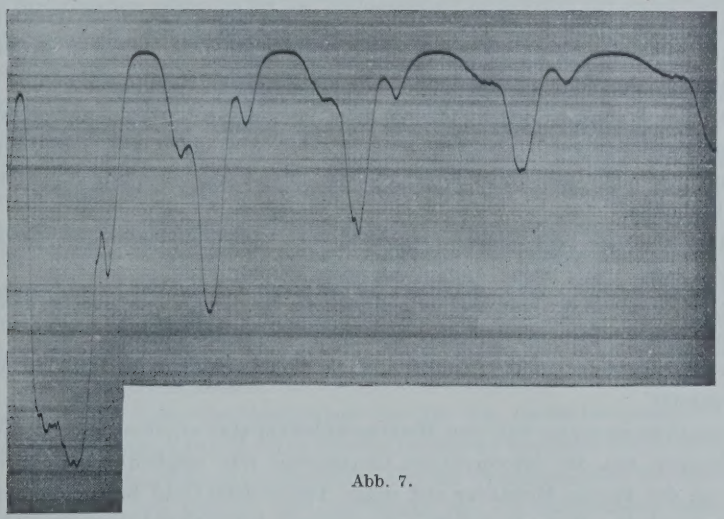


Abb. 7.

+ 0,029, + 0,050 und + 0,057 Å dürfte nur für einen Trabanten mit etwa + 0,022 Å Abstand zutreffen, der bereits in den Registrierkurven der Etalonaufnahmen aus dem Jahre 1927 sichtbar ist. Die obenstehende Registrierkurve (Abb. 7) einer Etalonaufnahme mit 15 mm Plattenabstand aus dem Jahre 1927 zeigt auch deutlich die bereits mitgeteilte vollkommene „Abtrennung" der beiden lichtstärksten Trabanten. Trotz des nachweislich größeren Auflösungsvermögen und der besseren Definition der Etalonaufnahmen gegenüber den oben angeführten Aufnahmen mit Lummer-Gehrcke-Platten sind Anzeichen für die Existenz der Trabanten + 0,050 und + 0,057 Å in den Registrierkurven und in den übrigen Etalonaufnahmen mit verschiedensten Plattenabständen und Belichtungszeiten nicht vorhanden. Auch neuere Etalonaufnahmen mit ganz frischer Versilberung zeigen in den Registrierkurven keine wesentlich feineren Details, so daß die registrierte Intensitätsverteilung hauptsächlich der Dopplerverbreiterung der Linie zuzuschreiben ist. Daneben macht sich die über-

[1]) Gremmer, Lampe, Weber. [2]) *Zeitschr. f. Instrkde. **49**. S. 60. 1929.*

aus große Intensität der Hauptlinie durch Irradationserscheinungen in der photographischen Schicht störend bemerkbar. Die visuelle Betrachtung, die sich bei der Lichtstärke des verwandten Etalons unschwer durchführen läßt, zeigt die Hauptlinie bedeutend schmaler.

Gegen Ende des Berichtsjahres hat Herr Dr. Gremmer in dankenswerter Weise im Laboratorium des Herrn Präsidenten, der die notwendige Apparatur und das erforderliche Krypton bereitwilligst zur Verfügung stellte, mehrere Spektralröhren mit reinem Krypton gefüllt, deren Form (nach G. Hansen) eine wirksame Abkühlung durch flüssige Luft oder auch Wasserstoff ermöglicht. Mit diesen Röhren ist vor allem beabsichtigt, die Interferenzfähigkeit des Kryptonlichtes so weit zu steigern, daß gegebenenfalls bei zweckmäßiger Apparatur die Absolutmessung eines 1 m langen Endmaßes in einer Beobachtung möglich ist. Es war naheliegend, die Feinstrukturuntersuchung mit diesen Abkühlungsröhren fortzusetzen. Diese Untersuchung wurde mit dem großen Meteranschlußapparat, der als Spektralapparat eine ausgezeichnete apochromatische Optik besitzt, mit Anwendung des bewährten Etalons begonnen. Als erstes Resultat ergab sich, daß bei der grünen Linie 5570 außer den beiden bisher abgetrennten Trabanten −0,032 und +0,034 Å auch der bereits früher angedeutete Trabant +0,022 Å und ein auf der anderen kurzwelligen Seite und dicht bei der Hauptlinie liegender schwacher, aber scharfer Trabant abgetrennt wurde. Dieser vierte Trabant konnte bisher wegen der relativ großen Lichtintensität der Hauptlinie infolge Irradation photographisch nicht dargestellt werden, jedoch ist die Abtrennung visuell unzweifelhaft gut sichtbar. Weiterhin ist auf der langwelligen Seite eine schwache Verbreiterung der Hauptlinie sichtbar, die auf einen fünften Trabanten schließen läßt. Andeutungen von Trabanten in +0,050 und +0,057 Å Abstand wurden nicht gefunden. Anscheinend hat auch die Linie 5562 schwache Trabanten, die erst mittels der Abkühlungsröhre nachzuweisen sind. Auch die gelbe Linie 5871, die wegen der schwankenden Sichtbarkeit ihrer Interferenzstreifen bereits verdächtig erschien, zeigt jetzt Feinstruktur, und zwar einen abgetrennten langwelligen Trabanten und einen vor der Ablösung stehenden lichtschwachen kurzwelligen Trabanten. Das zu beobachtende Interferenzbild ist ähnlich dem der grünen Linie 5570 bei normaler Kryptonröhre und geringem Auflösungsvermögen, die Trabanten liegen jedoch näher bei der Hauptlinie und umgekehrt zu ihr. Bei der geringen Intensität der Trabanten, ihren kleinen Abständen von der Hauptlinie, ist die gelbe Linie jedoch, wie die bisherigen interferometrischen Längenmessungen zeigen, als Hilfsnormale durchaus brauchbar.

Die als Hauptnormale vorgesehene und durch ihre Inferenzschärfe ausgezeichnete gelb-grüne Kryptonlinie 5650 zeigt bisher keine Andeutung einer Feinstruktur.

Das bisherige Ergebnis der Untersuchungen läßt die Möglichkeit zu, daß bei gewissen Kryptonlinien eine Isotopenfeinstruktur besteht und nachgewiesen werden kann.

Die Feinstrukturuntersuchungen werden auch mit Abkühlung der Röhren durch flüssigen Wasserstoff fortgesetzt.

e) Meteranschluß[1]. Einige Versuchsmessungen mit dem Meteranschlußapparat ergaben, daß die Ausmessung von langen Stahlendmaßen mit der erforderlichen Genauigkeit nur möglich ist, wenn die Temperatur der Maße während der kurzen Meßdauer auf einige Tausendstel Grad bestimmt werden kann. Da bei der früher angegebenen Methode des Meteranschlusses jeweils zwei lange Endmaße miteinander interferometrisch verglichen werden, deren Temperatur wegen ihrer Länge an mehreren Stellen möglichst gleichzeitig ermittelt werden muß, so wurde die bei den Messungen mit dem Absolutinterferenzkomparator bewährte Methode der Temperaturmessung für den Meteranschlußapparat übernommen. Die Auflagepunkte der Endmaße in den Besselschen Punkten sind als Lötstellen von Kupfer-Konstantan-Thermoelementen ausgebildet, und zwar so, daß die Lötstellen guten Wärmekontakt mit dem Endmaß haben, dagegen gegen ihre Unterlage wärmeisoliert sind. Die zweiten Lötstellen der Thermoelemente befinden sich elektrisch isoliert in einem Kupferklotz, der ein von der Abt. III hergestelltes und geprüftes Platinthermometer umschließt. Auf diese Weise lassen sich mit der gewünschten Genauigkeit die Temperaturen der Endmaße relativ zum Platinthermometer bestimmen. Die Ablesung der einzelnen Lötstellen kann wegen der Benutzung des Schleifengalvanometers in Verbindung mit einem besonderen Kommutator sehr schnell erfolgen. Ebenso kann die

[1]) Kösters, Lampe, Weber.

Temperatur des Platinthermometers mit dem jetzt beschafften Kompensationsapparat nach Dieselhorst sehr schnell bestimmt werden, weil als Nullinstrument das schnell schwingende und dabei höchstempfindliche Zernicke-Spiegelgalvanometer (*Zb*) verwendet wird. Eine eingehende Darstellung der elektrischen Temperaturmessung an dieser Stelle ist angebracht, weil auch die bereits früher angegebene Methode der Temperaturbestimmung beim Absolutinterferenzkomparator bzw. bei allen feineren Längenmessungen von der Industrie übernommen wurde. Durch Beschaffung des Platinthermometers und der zugehörigen Meßeinrichtung ist die Abt. I in der Lage, ihren Messungen die gesetzliche Temperaturskala zugrunde zu legen.

Für die interferometrische Ausmessung des Strichabstandes der Hilfsendmaße, die das benötigte 990 mm-Endmaß in ein mit dem Prototyp jeweils gleichlanges Strichmaß verwandeln, ist für das große Michelsoninterferometer von Hilger des Laboratoriums des Herrn Präsidenten eine Zusatzeinrichtung hergestellt worden. Die Einstellung der Striche erfolgt mit einem Zeiss-Mikroskopapochromaten der Apertur 0,65, die Ausmessung des Strichabstandes nach der bekannten Kösterschen Methode.

Da der große Strichmaßkomparator der Abt. I nur eine Mikroskopapertur von 0,10 aufweist, so würde die bei den interferometrischen Messungen erzielte Genauigkeit beim Anschluß des Endmaßes an das Prototyp wesentlich vermindert werden. Um auch den gesteigerten Anforderungen der Industrie nach erhöhter Meßgenauigkeit bei Strichmaßen nachzukommen, ist es notwendig, die Apertur der Mikroskope zu erhöhen. Die bei der Beschaffung geeigneter Objektive wegen der großen Dimensionen auftretenden Schwierigkeiten — abgesehen von dem Wunsche, möglichst apochromatisch korrigierte Objektive zu verwenden — wurden von der Firma Carl Zeiss durch die Berechnung von Monochromaten für die grüne Hg-Linie mit einer Apertur von 0,53 und einem freien Objektabstand von 20,3 mm behoben. Wie Versuche mit einem Monochromaten kleiner Ausführung an Strichmaßen zeigen, wird die Bilddefinition und damit die Meßgenauigkeit gegenüber den jetzigen Mikroskopen des großen Komparators wesentlich erhöht. Die Beschaffung dieser hochwertigen Mikroskopoptik nebst der zugehörigen Beleuchtungseinrichtung dürfte sich auch wegen ihrer großen Bedeutung für internationale Strichmaßvergleichungen dringend empfehlen.

Der Ausdehnungskoeffizient der beiden Hauptendmaße für den Meteranschluß wurde gemessen.

f) Ausdehnungsbestimmung eines Abschnittes des deutschen Meterprototyps[1].

Einer (B) der beiden 15 mm langen Endabschnitte des deutschen Meter-Prototyps wurde mit planparallelen Endflächen versehen und die Ausdehnung zwischen 9,3 und 21,6° mit dem Absolutinterferenzkomparator bestimmt. Der gefundene Ausdehnungskoeffizient von $8{,}677 \cdot 10^{-6}$ für eine mittlere Temperatur von 14,9° C ist innerhalb der interferometrischen Meßgenauigkeit des kurzen Abschnittes in Übereinstimmung mit der amtlichen Fehlergleichung des Prototyps.

g) Interferometrische Dichtebestimmung von Meerwasser[2].

Von dem Institut für Meereskunde der Berliner Universität wurde der Antrag gestellt, die Dichte zahlreicher Meerwasserproben der Meteorexpedition mit höchsterreichbarer Genauigkeit zu bestimmen oder genauere Methoden für die Dichtebestimmung auszuarbeiten. Es hat sich herausgestellt, daß sich die hohe Empfindlichkeit des für die Dichtebestimmung von der Meteorexpedition bzw. dem Institut für Meereskunde benutzten tragbaren Zeiss-Flüssigkeitsinterferometer nur für kleine Meßbereiche ausnützen läßt. Um die vorkommenden Dichteschwankungen des Meerwassers überbrücken zu können, ist eine Reihe von Normallösungen verschiedener Dichte erforderlich, deren genaue Herstellung und Reproduzierbarkeit unmöglich ist. Sämtliche Schwierigkeiten sind behoben, wenn es gelingt, die zugeordnete Brechung mit einfachen und genauen Methoden absolut zu bestimmen. Durch die Hallwachssche Differentialprismenmethode läßt sich der Brechungsexponent gegenüber einer Normallösung (destilliertem Wasser) unter Anwendung der heute erhältlichen verbesserten optischen Hilfsmittel so genau bestimmen, daß sich hieraus die Ordnungszahl der Interferenzerscheinung des Flüssigkeitsinterferometers eindeutig ergibt und damit eine Eichung und Kontrolle der verschiedenen Normallösungen des Flüssigkeitinterferometers fundamental möglich ist. Bei zweckmäßiger Ausführung des Differentialprismas läßt sich die Hallwachssche Methode mit der genaueren Rayleighschen Interferenzmethode des Interferometers vereinigen, so daß beide Messungen unmittelbar hintereinander ausgeführt werden können. Die Messungen sollen mit einem hierfür geeigneten großen Spektrometer der Askaniawerke, Berlin, ausgeführt werden, das aus den

[1]) Lampe, Weber. [2]) Kösters, Lampe, Weber.

Mitteln der Notgemeinschaft vom Institut für Meereskunde der Abt. I zur Verfügung gestellt werden soll. Um den Anschluß an die bekannten Meerwassertabellen von Knudsen herzustellen, deren Genauigkeit den heutigen Anforderungen nicht mehr genügt, sollen gleichzeitig mit den Bestimmungen des Brechungsexponenten und der Dichte nach der Auftriebsmethode auch Chlortitrationen und evt. Messungen der elektrischen Leitfähigkeit ausgeführt werden. Auch dürfte sich die Anwendung der obigen Methode bei aräometrischen Fundamentalmessungen bewähren, da sich durch die interferometrische Bestimmung der Brechungsexponenten einer Flüssigkeit, z. B. Alkohol- oder Zuckerlösungen usw., der Gehalt mit weitaus größerer Genauigkeit und einfacher als durch Fundamentalbestimmungen nach der Auftriebsmethode ermitteln läßt.

h) Versilberung durch Kathodenzerstäubung[1]).

Bereits zu Beginn des Berichtsjahres konnte unter Benutzung des von G. Hansen in der Reichsanstalt konstruierten Bestäubungsgefäßes und unter Anwendung von strömendem Argon das an sich bekannte Verfahren der Versilberung durch Kathodenzerstäubung wesentlich verbessert werden. Nach nebenstehender Anordnung (Abb. 8.) lassen sich schneller als in Wasserstoff und quantitativ sowie qualitativ hochwertigste Versilberungen, insbesondere von Etalons, herstellen. Die für die Bestäubung von 60 mm großen Etalonplatten aus Quarz benutzten Daten sind folgende: Kathodendurchmesser 90 mm, deren Abstand von der zu versilbernden Fläche 43 mm, Länge des Dunkelraumes zu Beginn der Bestäubung 33 mm, Gleichstrom von 1350 Volt und 7 mA. Bestäubungsdauer für einen gut brauchbaren und lichtdurchlässigen Etalonspiegel genau 12 Minuten.

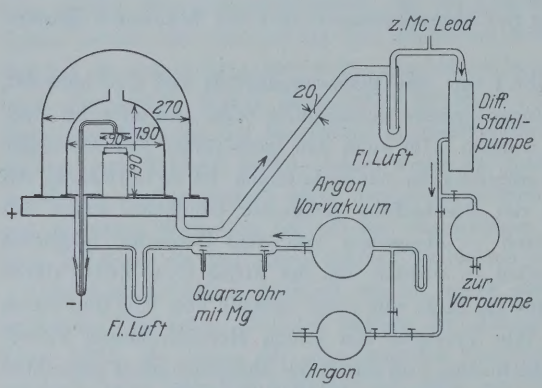


Abb. 8.

Bei diesen Versuchen wurde festgestellt, daß das bekannte „Aufrauhen" der Spiegel gegen Ende der Bestäubung, d. h., sobald die Silberschicht gasundurchlässig wird, durch plötzliches Verdampfen der den Flächen noch anhaftenden Oberflächenschichten (Wasser) infolge Zunahme der Energiebelastung des Spiegels verursacht wird. Die Wirksamkeit des von G. Hansen zuerst zur Vermeidung des Aufrauhens vorgeschlagenen „Verschmutzen" der Flächen mit Fett usw. dürfte darin bestehen, daß hierdurch die leichter verdampfbare Wasserhaut verdrängt wird. Die anhaftenden und später störenden Oberflächenschichten werden zweckmäßig vor Beginn der eigentlichen Bestäubung durch intensives Auffallenlassen von Kathodenstrahlen entfernt. Da auch bei konstanter Länge des Dunkelraumes im Verlauf der Bestäubung meistens eine Zunahme der Energiebelastung der zu versilbernden Flächen auftritt, so ist in allen Fällen eine Zurücknahme der Grenze des Dunkelraumes anzuraten. Um eine für die Qualität der Silberschichten ungünstige und schwer zu beseitigende Verunreinigung der Kathode zu vermeiden, darf eine elektrische Entladung nur in Argon, keinesfalls bei Luftfüllung oder einer Undichtigkeit der Apparatur erfolgen.

Die Qualität der Silberschichten wird praktisch durch die Zahl der Spiegelbilder des Etalons festgestellt. Das Maximum dieser Zahl mit etwa 160 Bildern (bei Benutzung einer 3-Amp.-Gleichstrombogenlampe) liegt bei qualitativ besten Versilberungen bei einem Reflexionskoeffizienten von etwa 95,8 %. Die Zahl der Spiegelbilder ist, abgesehen von der Augenempfindlichkeit, stark abhängig von der spezifischen Intensität der Lichtquelle.

Es wurde eine Gleichung zwischen Reflexionskoeffizienten, Durchlässigkeit und Spiegelbilderzahl abgeleitet, aus der sich u. a. die Qualität der Spiegel beurteilen läßt. Eine ausführliche Darstellung wird demnächst veröffentlicht.

i) Prüfung von Endmaßen[1]).

Im Berichtsjahre wurden 331 rechtwinklige und 38 zylindrische Endmaße geprüft, darunter 81 Maße in amerikanischen Zollen. Bei der Prüfung dieses Zollsatzes zeigte sich die große Überlegenheit der absoluten Interferenzlängenmessung über eine Vergleichsmessung mit Normalen des metrischen Systems. Die Qualität der Prüfungsanträge hat sich insofern gesteigert, als für 101 Endmaße eine Prüfung mit höchsterreichbarer Genauigkeit beantragt war.

[1]) Lampe, Weber.

Laboratorium Ic[1]).

59. Handelswaagen.

Die Eichvorschriften für die Handelswaagen haben entsprechend der Entwicklung der Technik und den Bedürfnissen des Verkehrs eine weitere Ausgestaltung erfahren, im besonderen wurden Vorschriften ausgearbeitet für Schaltgewichtswaagen mit Laufgewichtseinrichtung, über Dämpfungsvorrichtungen und über Vorrichtungen zum Ausgleich von Taralast an Waagen mit Sicherheitsdruckwerk sowie für eine neue Art von Waagen zum Postgebrauch. Die Prüfungsverfahren für die Untersuchung von Waagen mit Neigungsgewichtseinrichtung und von Gleiswaagen ohne Gleisunterbrechung für eine Höchstlast von mehr als 50000 kg wurden weiter ausgebildet. Die Bestimmungen über die Prüfungsmittel zur Waageneichung und die Richtlinien zum Bau von Eichfahrzeugen wurden neu bearbeitet und die Anforderungen an kombinierte Waagen, die gleichzeitig zur Verwägung von Eisenbahnfahrzeugen, von Kraftfahrzeugen verwendet werden können, festgestellt.

Auf dem Gebiete der Waagen mit Neigungsgewichtseinrichtung wurden 32 Bauarten (davon 9 als Waagen zum Herstellen gleicher Packungen) endgültig zur Eichung zugelassen und die bildlichen Darstellungen und die zugehörige Beschreibung und Erläuterung entsprechend ergänzt. Weitere 45 Bauarten (davon 7 als Waagen zum Herstellen gleicher Packungen) wurden probeweise zur Eichung zugelassen.

60. Waagen für besondere Zwecke.

Die Systemprüfungen von Waagen zur selbsttätigen Abwägung des Füllgutes und von anderen selbsttätigen Waagen wurden fortgeführt und gaben Anlaß zur Aufstellung einer besonderen vorläufigen Anweisung.

Die sonstigen laufenden Arbeiten hatten einen solchen Umfang, daß die im Arbeitsplan vorgesehenen Aufgaben nur wenig gefördert werden konnten.

Zur Untersuchung fest aufgestellter Probewaagen, zur Besichtigung von Werkstätten und Eichämtern wurden neben den Besichtigungen in Groß-Berlin mehrere Dienstreisen ausgeführt.

Im übrigen wird auf die der Vollversammlung vorgelegten Denkschriften und Mitteilungen im Geschäftsbericht Bezug genommen.

Laboratorium Id.

61. Laufende Prüfungen[2]).

Im Berichtsjahre wurden geprüft:

Für die Reichsanstalt:

1 Gewichtssatz Nr. 875 für das Laboratorium IId,
6 Gewichte aus dem Normalsatz Nr. 5 für das Laboratorium Id.

Für Behörden:

3 Hauptnormal-Gewichtssätze mit zugehörigen
6 Hilfssätzen,
1 desgl. (nur mg) und
9 Fehlergewichte für Eichungs-Aufsichtsbehörden,
1 Satz Kontrollnormale für Handelsgewichte (Danzig),
1 Trägheits-Zylinder für ein Observatorium,
29 Garnwaagen
27 Garngewichtssätze } Für Zollämter,
1 Zwanzigliter-Normalgetreideprober in Hamburg,
3 Liter-Getreideprober (Inland),
1 desgl. (Ausland).
1 Getreideprober zu 1 l als Gebrauchsnormal für Behörden (Wiener Börse für landwirtschaftliche Produkte).

Für Private:

1 Analysen-Waage,
74 analytische Gewichtssätze,
17 analytische Einzelgewichte,
1 Liter-Getreideprober, Fabriknormal,
4 Zwanzigliter-Getreideprober in Kiel, Bremen und Brake (Oldbg.),
1 Getreideprober zu 1 l als Werkstattnormal,
2 Getreideprobernormale zu $^1/_4$ l.

[1]) Schönherr, Kornatz, Blum, Padelt. [2]) Schultze, Roerdansz, Lenk.

Laboratorium Ie.

62. Änderungen der Eichvorschriften[1]. Die Vorschriften über die Eichung chemischer Meßgeräte und medizinischer Spritzen wurden einer näheren Prüfung unterzogen dadurch, daß das Laboratorium Eicharbeiten ausführte. Die praktischen Erfahrungen, die dabei gewonnen wurden, führten zu wesentlichen Änderungen und Ergänzungen des Abschnittes X der Eichordnung (Meßwerkzeuge für wissenschaftliche und technische Untersuchungen). Vor allem wurde eine Empfindlichkeitsvorschrift für Geräte mit Einteilung in den Abschnitt X aufgenommen. Die Änderungen der Eichvorschriften haben vielfach Verhandlungen mit dem Thüringischen Landesamt für Maß und Gewicht und den Verbänden der Hersteller und Verbraucher notwendig gemacht.

63. Bau von Apparaten zur Prüfung und Stempelung von Geräten[1]. Durch einen Beschluß der Vollversammlung des Jahres 1927 wurde für medizinische Spritzen eine Prüfung auf Druckfestigkeit und Dichtigkeit vorgeschrieben. Ein zu solchen Prüfungen von Spritzen aller Art geeigneter Apparat ist entworfen und von einem Techniker des Laboratoriums gebaut worden. Seine Eignung zu Massenprüfungen muß noch erprobt werden.

Versuche, ein Sandstrahlgebläse zum Ätzen sehr harten Glases mit kleinen Eichstempeln herzustellen, sind im Gange.

64. Berechnung von Alkoholtafeln[1]. Auf Antrag wurde zum Gebrauch des Dichtearäometers in nahezu absolutem Alkohol eine Tafel berechnet, die den Zusammenhang zwischen Dichte und Gewichtsprozenten für solche Temperaturen angibt, bei denen das Alkoholometer tiefer als bis zur Marke 100 % in die Flüssigkeit einsinken würde. Eine solche Tafel von höherer Genauigkeit wird demnächst in den Mitteilungen veröffentlicht werden.

65. Änderung der Instruktion zur Eichordnung[1]. Die Neubearbeitung der Ausführungsbestimmungen zu den Abschnitten VII, X und XI der Eichordnung wurde fortgesetzt. Die Instruktionen sollen der nächsten Vollversammlung vorgelegt werden.

66. Laufende Prüfungen[1]. Abgesehen von den von der Eichung ausgeschlossenen Geräten wurden geprüft:

126 Aräometer, darunter
41 Normalaräometer für ausländische Eichbehörden
und 79 Instrumente für das Reichsmonopolamt,
157 chemische Meßgeräte (und zwar Mikroazotometer, Meßgläser, Pyknometer, Meßpipetten, Vollpipetten, Büretten, Viskosimeterkolben)
und medizinische Spritzen.

Laboratorium If.

67. Zulassung von Gasmessern zur Eichung (Systemprüfung)[2]. Es wurden zugelassen 15 Sonderkonstruktionen von Gasmessern und in 31 Fällen neue Typen von Gasmessern, namentlich von solchen mit heraufgesetzter Leistungsfähigkeit.

68. Vorschriften bezüglich der Eichung von Gasmessern[3]. Weitere Arbeiten betrafen Entscheidungen auf Grund der geltenden Vorschriften sowie Änderungen und Ergänzungen der Vorschriften. Darunter seien genannt Neustaffelung der Gasmesser-Eichgebühren, und zwar nach der Angabe des J statt nach der Angabe des V der Messer (Eichgebührenordnung VIII), Vorbereitungen zu einer Neuausgabe der Instruktion VIII und Neuregelung des Zulassungsverfahrens für „Hochleistungsgasmesser“ (vgl. *Mitteilungen 11. Reihe S. 133)*.

69. Richtigkeitsprüfungen[3]. Es wurden geprüft und beglaubigt 5 nasse Versuchsgasmesser. Zwei weitere nasse Versuchsgasmesser sowie ein trockener Gasmesser wurden zu besonderen Zwecken auf ihre Fehler untersucht.

70. Vorschriften betr. Flüssigkeitsmeßgeräte[4]. Auf dem Gebiet der Flüssigkeitsmeßgeräte wurden die Vorschriften weiter ausgebaut und zu einem gewissen Abschluß gebracht. Die §§ 38, 40, 41 und 42 der Eichordnung erhielten zum Teil recht wesentliche Abänderungen und Ergänzungen. Eine vorbereitende Erläuterung mit bildlichen Darstellungen ist als 463. Zusatz zur Instruktion veröffentlicht worden.

---

[1]) Hartmann, Hoffmann.
[2]) Weymann, Mentzel.
[3]) Weymann. [4]) Thomas, Zipler.

71. Prüfungen und Probezulassungen[1]).

Im übrigen standen die System- und Konstruktionsprüfungen neu zuzulassender Meßgeräte für Mineralöle und neuerdings auch für Milch an erster Stelle. Umfangreichere Untersuchungen erforderten hierbei Geräte mit Sperrsicherungen, die ein vorzeitiges Umschalten (vor vollständiger Füllung und Entleerung) selbsttätig verhindern und selbsttätig fortschaltende Meßgeräte. Es waren 70 Zulassungsanträge zu bearbeiten, von denen 21 zu neuen Probezulassungen führten und ungefähr ebensoviel abgelehnt werden mußten; bei den übrigen war allgemeine Zulassung möglich. Zur Erleichterung der Übersicht wurde den Eichungsbehörden eine Zusammenstellung sämtlicher bisher probeweise zur Eichung zugelassener Meßwerkzeuge für flüssige Betriebsstoffe zugesandt.

72. Richtigkeitsprüfungen[1]).

Die laufenden Prüfungen erstreckten sich auf:

12 Wassermesser,
1 Dampfmesser,
1 Meßflansch für Dampf und
41 Scheibenmesser für Gasöl.

73. Fässer[2]).

Die Bestrebungen der Industrie, die Bierfässer aus Holz durch solche aus Metall zu verdrängen, haben zu vermehrten Zulassungsanträgen für neue Bauarten geführt.

Es wurden verschiedene Bauarten zur Eichung auf Probe zugelassen.

74. Eichvorschriften[2]).

An dem Entwurf einer Erweiterung der Eichvorschriften wird gearbeitet.

Es haben Normungsverhandlungen für Fruchtsaft- und für Mineralwasserflaschen stattgefunden.

(Fortsetzung folgt.)

Zur Helligkeit mikroskopischer Beleuchtungsanordnungen.

Von

H. Naumann in Rathenow.

Die folgenden Zeilen sollen auf Grund bekannter theoretischer Betrachtungen über die Helligkeit des mikroskopischen Bildes zeigen, ob mit den üblichen Hilfsmitteln eine Erhöhung der Helligkeit über das jetzt übliche Maß hinaus möglich ist. Diese Frage ist für die Hellfeldbeleuchtung zu verneinen, für die verschiedenen Arten der Dunkelfeldbeleuchtung aber in gewissem Ausmaß zu bejahen; eine Apparatur, die das Mehrfache des jetzt Bekannten bei gleichem Energieaufwand leistet, wird angegeben.

Viele mikroskopische Arbeiten, die sich nicht der üblichen Hellfeldbeleuchtung bedienen, sondern irgendeine andere Beleuchtungsart des Objektes wählen, erfordern eine sehr starke Flächenhelle in der Objektebene, wenn sie nicht ganz unbefriedigende Ergebnisse liefern oder nur schwer durchführbar sein sollen. Ja, von dem Umstande, daß eine gewisse Flächenhelle in der Objektebene und damit im endgültigen mikroskopischen Bilde erreicht wird, hängt es überhaupt ab, ob die betreffende Technik für den beabsichtigten Zweck anwendbar ist oder nicht. Das ist z. B. der Fall, wenn es sich um die photographische oder kinematographische Wiedergabe bewegter oder veränderlicher Objekte handelt; in diesem Falle ist die Belichtungszeit durch das Objekt vorgeschrieben, und die Flächenhelle im endgültigen Bilde muß auf alle Fälle so groß sein, daß in dieser Zeit die photographische Schicht ausreichend belichtet wird.

Dabei liegt der Wunsch nahe, diese notwendige Flächenhelle im Bilde bzw. in der Objektebene mit einem möglichst geringen Energieaufwand zu erzielen; man braucht also einmal eine Lichtquelle, die die ihr zugeführte Energie weitgehendst in die gerade benötigte sichtbare oder unsichtbare Strahlung umsetzt, und eine Beleuchtungsvorrichtung, die diese Strahlung mit einem möglichst großen Nutzeffekt dem Objekt so zugeführt, daß sie für die Abbildung wirksam ist. Wird in diesen Hinsichten mit Energie und Lichtausbeute ungünstig gewirtschaftet, so folgt die Notwendigkeit der Benutzung sehr

---

[1]) Thomas, Zipler. [2]) Drewitz.

großer Lichtquellen, die gewöhnlich eine recht lästige Wärmewirkung ausüben und außerdem einen nichts weniger als geringen Energieverbrauch aufweisen. Es zeigt sich in der Tat, daß für manche mikroskopische Techniken Bogenlampen mit 20 und mehr Amp. Gleichstrombelastung angewandt werden, wo bei geschickter Ausnützung des Lichtstroms 4—6 Amp. genügen würden. Diese Energie hat man aber in jeder Steckdose zur Verfügung, jene durchaus nicht überall; somit kann eine günstige Lichtausnützung, erreicht durch eine geschickte Beleuchtungsvorrichtung, für die Möglichkeit mancher Arbeiten überhaupt ausschlaggebend sein.

Um das Ergebnis der folgenden Ausführungen in kurzen Worten vorwegzunehmen, sei gesagt, daß für einige mikroskopische Beleuchtungsarten eine Helligkeitssteigerung über das jetzt bekannte Maß ohne weiteres nicht möglich ist. Das ist dort der Fall, wo der Apertur der Beleuchtung durch die Apertur des Objektives eine Grenze nach oben auferlegt ist, also bei der üblichen Hellfeldbeleuchtung und bei der Beleuchtung mit Vertikal-Illuminator. Das sind aber die Fälle, wo man mit der bis jetzt erreichbaren Helligkeit auch zufrieden sein kann, wenn man von der Projektion auf sehr große Entfernungen und anderen extremen Aufgaben absieht, die zudem meist auf anderem Wege besser gelöst werden können. Dagegen läßt sich zeigen, daß bei den anderen üblichen Beleuchtungsarten, insbesondere der Dunkelfeldbeleuchtung, noch sehr viel durch eine geschickte Ausnützung des Lichtstroms erreicht werden kann; es wird eine Anordnung angegeben werden, die es ermöglicht, bei gewissen Dunkelfeldaufnahmen mit einem Viertel der Energie auszukommen, die bis jetzt bei der üblichen Beleuchtungsanordnung notwendig war.

Zunächst soll festgestellt werden, von welchen Faktoren die Helligkeit in der Objektebene des Mikroskops bei der Hellfeldbeleuchtung überhaupt abhängt. Damit wird gleichzeitig der Beweis geführt, daß eine Erhöhung der Flächenhelle ohne weiteres nicht mehr möglich ist.

Für die Hellfeldbeleuchtung bieten sich im Prinzip zwei Möglichkeiten, die aber rechnerisch beide zum gleichen Ergebnis führen. Entweder wird die Lichtquelle durch ein Kondensorsystem in das Objektiv und damit in die Nähe der Objektebene projiziert — für die Rechnung können wir annehmen, daß ihr Bild überhaupt im Präparat und und damit in den Luken des ganzen Systems sitzt. Oder man projiziert die Lichtquelle mittels eines Hilfskondensors in die Eintrittspupille des Mikrokondensors und bildet den Hilfskondensor in der Objektebene ab. Das ist die sogenannte Köhlersche Anordnung[1]), die den Vorteil hat, bezüglich der Gleichmäßigkeit in der Bildfeldausleuchtung von Unregelmäßigkeiten in der Lichtquelle unabhängig zu sein.

Es sollen im folgenden beide Beleuchtungseinrichtungen betrachtet und der Nachweis geführt werden, daß sie bezüglich der Lichtausbeute vollkommen gleichwertig sind. Bei dieser Berechnung soll stets von allen Absorptions- und Reflexionsverlusten an den optischen wirksamen Flächen abgesehen werden; sie sind für eine einzelne Linse geringfügig, schwellen aber mit wachsender Zahl der optischen Mittel beträchtlich an und können schließlich gegen die Anwendung eines Beleuchtungssystems entscheidend sprechen, das in anderer Beziehung vielleicht das günstigste ist.

Desgleichen soll von den Abbildungsfehlern der Beleuchtungsoptik abgesehen

---

[1]) Siehe z. B. Abderhalden, Handbuch der biologischen Arbeitsmethoden II, 2; Köhler, Mikrophotographie, oder Czapski-Eppenstein, Grundzüge der Theorie der optischen Instrumente, 3. Aufl., S. 533, Leipzig 1924.

werden; ein besonders störender oft auftretender Fall soll jedoch in einem besonderen Abschnitt gestreift werden.

Zunächst sei angenommen, daß die Lichtquelle direkt in das Präparat abgebildet wird; dann soll berechnet werden, welche Flächenhelle i' in der Objektebene zu erhalten ist und wovon sie abhängt. In Abbildung 1 sei Q eine ebene, senkrecht zur Achse stehende Lichtquelle, die das Lambertsche Gesetz befolgt, die also nach allen Richtungen hin die gleiche Flächenhelle i zeigt. Die Lichtstärke sei also in jeder Richtung proportional dem Kosinus des Richtungswinkels mit der Achse. Dieser Bedingung genügt ungefähr der Bogenlampenkrater; für die Punktlichtlampe oder die Glühlampe mit Drahtwendeln gilt ein etwas abweichendes Gesetz. Da die Lichtquelle die Fläche q haben soll, besitzt sie in Richtung der Achse die Helligkeit iq. Im Abstande a_1 vor der Lichtquelle befinde sich die Kondensorlinse K mit dem Radius r; es fragt sich nun, welche Lichtmenge von dieser Linse aufgenommen wird. Mit Hilfe einer Näherungsrechnung kann man sehr rasch zu dem Ergebnis kommen, aber der exakte Beweis, der auch für ein großes r im Verhältnis zu a_1 gilt, muß mit einer Integration geführt werden[1]). Die Linse wird als ebene kreisförmige Fläche betrachtet, die senkrecht zur Achse steht. Nun werden alle Strahlen herausgegriffen, die die Lichtquelle innerhalb des Winkelbereiches α und $\alpha + d\alpha$ verlassen. Sie bilden einen Hohlkegel, der die Linsenebene K in einem Kreisring vom Radius $r = a_1 \operatorname{tg} \alpha$ und der Breite $dr = a_1 d(\operatorname{tg} \alpha) = \frac{a_1 d\alpha}{\cos^2 \alpha}$ schneidet. Wird noch bedacht, daß die Länge der Mantellinien des Kegels $\frac{a_1}{\cos \alpha}$ ist und der Winkel, unter dem die Strahlen die Lichtquelle verlassen und auf die Linsenebene auftreffen, beide Male ebenfalls α beträgt, so läßt sich die Lichtmenge, die auf den Ring fällt, nach dem Lambertschen Gesetz berechnen zu

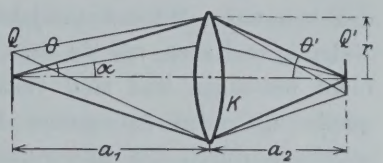


Abb. 1.

$$dL = 2\pi i q \sin \alpha \cos \alpha \, d\alpha .$$

Wird nun von $\alpha = 0$ bis zum Winkel des äußersten Randstrahls integriert, der θ genannt sei, so kommt

$$L = 2\pi i q \int_0^{\theta} \sin \alpha \cos \alpha \, d\alpha = \pi i q \sin^2 \theta . \qquad 1)$$

Diesen Lichtstrom nimmt also die Linse K auf, und sie vereinigt ihn im Abstand a_2 zu einem Bilde Q' der Lichtquelle von der Größe q'. Die Flächenhelle in diesem Bilde ist also

$$i' = \frac{L}{q'} = i\pi \frac{q}{q'} \sin^2 \theta . \qquad 2)$$

In dieser Gleichung kann das Verhältnis q/q' der Flächengröße von Lichtquelle und Bild durch das Quadrat der Lateralvergrößerung und damit das Quadrat des Abstandsverhältnisses (a_1/a_2) ersetzt werden. Weiterhin ist

$$a_1 \sin \theta = a_2 \sin \theta' , \qquad 3)$$

wobei θ' den bildseitigen Neigungswinkel des äußersten Randstrahls bedeutet. Diese Gleichung gilt, sobald die Sinusbedingung erfüllt ist[2]), was aber der Voraussetzung

[1]) Siehe z. B. M. v. Rohr, Bilderzeugung in optischen Instrumenten S. 515. Berlin 1904.
[2]) Siehe z. B. v. Rohr, a. a. O. S. 296.

entspricht, daß die Aberrationen klein seien und nicht beachtet zu werden brauchen. So läßt sich Gl. 2) schließlich schreiben als

$$i' = i\,\pi \sin^2 \vartheta',^{1}) \qquad 4)$$

es zeigt sich also, daß die Flächenhelle i' in der Objektebene einzig und allein von der Apertur der beleuchtenden Büschel und von der Flächenhelle der Lichtquelle abhängt. Die Apertur unterliegt aber der Beschränkung, daß sie nicht größer als die des benutzten Mikroskopobjektivs sein soll; alle Strahlen, die unter einer größeren Neigung verlaufen, als sie der Objektivapertur entspricht, können sich an der Abbildung nicht beteiligen und sind verloren. Es bleibt dann nur die Möglichkeit, eine Lichtquelle mit möglichst großer Flächenhelle zu benutzen. Das tut man aber bereits allgemein durch die Anwendung der Bogenlampe. Zwar kann die Flächenhelle des Kraters, die normal etwa 180 HK/mm² beträgt, auf das 10fache und mehr gesteigert werden, doch sind dazu Hilfsmittel nötig, die sich mit der Feinmechanik und Präzision einer mikroskopischen Einrichtung schlecht vertragen, auch sind diese enormen Flächenhellen gerade bei den kleinen Bogenlampen leider nicht erreichbar²).

Zu dem gleichen Ergebnis kommt man, wenn die Köhlersche Anordnung in derselben Weise betrachtet wird. Diese Ableitung kann im Anschluß an die vorige kurz gefaßt werden. Wieder sei angenommen, daß von der Lichtquelle Q (Abb. 2) mit der Größe q und der Flächenhelle i durch den im Abstand a_1 befindlichen Kondensor K_1 ein Bild Q' der Lichtquelle von der Größe q' und der Flächenhelle i' im Abstande a_2 entstehe. ϑ_1 und ϑ_1' seien die Neigungswinkel des äußersten Randstrahls vor und nach der Brechung in K_1. In Q' befinde sich der Mikrokondensor K_2, der seinerseits ein Bild K_1' des Kondensors K_1 im Abstande a_3 erzeugt. Wenn K_2 groß genug ist, um das gesamte Bild Q' zu fassen, treten hier keine Verluste ein, und der gesamte Lichtstrom kommt dem Bilde K_1' zugute, für dessen Flächenhelle das entsprechende wie in Gl. 2) gilt, also

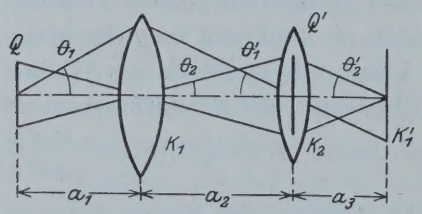


Abb. 2.

$$i' = \pi i \frac{a}{k_1'} \sin^2 \vartheta_1, \qquad 5)$$

wenn k_1' die Fläche des Bildes K_1' ist. Die Fläche q der Lichtquelle ist bestimmend für die Fläche k_2 des Mikrokondensors, da ja ihr Bild vollkommen von ihm aufgenommen werden muß; es ist also

$$q = k_2 \frac{a_1^2}{a_2^2}.$$

Unter der Annahme, daß die abbildenden Flächen und auch die Bilder der Lichtquelle kreisförmig sind — ein anderer Fall würde die Rechnung erschweren, ohne zu einem anderen Ergebnis zu führen — ist aber

$$\pi \cdot a_1^2 \cdot \sin^2 \vartheta_1 = k_1,$$

und da weiter

$$k_1' = k_1 \cdot \frac{a_3^2}{a_2^2} \quad \text{und} \quad \pi \cdot a_3^2 \cdot \sin^2 \vartheta_2' = k_2$$

---

[1]) Köhler, das Mikroskop und seine Anwendung, Abderhalden, Handbuch der biologischen Arbeitsmethoden II, 1, S. 212.

[2]) Gehlhoff, Über Bogenlampen mit erhöhter Flächenhelle. *Zeitschr. f. techn. Physik.* **4**. *S. 138. 1923.*

gesetzt werden kann, folgt schließlich nach Einführung dieser Gleichungen in Gl. 5) wiederum das mit Gl. 4) identische Ergebnis

$$i' = i\,\pi \sin^2 \theta_2'. \qquad 6)$$

Auch hier gelten wieder dieselben Betrachtungen, die im Anschluß an Gl. 4) wiedergegeben wurden. Natürlich können von beiden Beleuchtungsanordnungen noch unzählige Abarten ersonnen werden. Sie ändern aber alle nichts an dem hier abgeleiteten fundamentalen Ergebnis, und die Häufung von zu vielen optischen Mitteln hat nur zur Folge, daß durch die Glasverluste die Lichtstärke noch erheblich unter dem berechneten Maß bleibt.

Das einzige, was erhebliche Abweichungen von diesem Ergebnis herbeiführen kann, sind die Abbildungsfehler, die der Beleuchtungsvorrichtung anhaften. Während der Mikrokondensor, der aus mehreren Teilen besteht, hinsichtlich der sphärischen Aberration — die anderen Fehler kommen nicht in Frage — einigermaßen gut korrigiert ist, kann der mit K_1 in der Ableitung bezeichnete Hilfskondensor, der meist nur aus einer Linse besteht, durch seine sphärischen Abweichungen recht eigenartige unerwünschte Wirkungen hervorbringen. Dann kann es vorkommen, daß selbst die Köhlersche Anordnung kein gleichmäßig ausgeleuchtetes Bildfeld mehr hervorbringt. Ist er z. B. so eingestellt, daß die achsennahen Strahlen, nicht aber die zu kurz schneidenden Randstrahlen mehr auf die unterste Linse des Mikrokondensors auftreffen, so erscheint die Mitte des Gesichtsfeldes zwar hell, nach dem Rande zu wird aber die Beleuchtung wegen der chromatischen Abweichungen zunächst farbig und hört schließlich ganz auf, weil ja vom Rande des Hilfskondensors gar keine Strahlen den Mikrokondensor treffen. Wird dagegen so eingestellt, daß die Randstrahlen den Mikrokondensor erreichen, dann besteht die Gefahr, daß die Strahlen einer Mittelzone vorbeigehen. Dementsprechend findet sich dann auch ein mehr oder minder dunkler Ring im Objektfeld des Mikroskops, der von einem Rande umgeben ist. Diese Erscheinungen treten nur dann klar auf, wenn die Lichtquelle sehr nahe punktförmig ist und der Hilfskondensor in Bezug auf Apertur stark beansprucht und weit vom Mikroskop entfernt ist. Ist die Lichtquelle nach einer Richtung hin ausgedehnt, wie das bei einem Glühfaden oder dem Nernststift der Fall ist, dann fallen in dieser Richtung die verdunkelten Zonen und Randbezirke weg, und es entstehen Gesichtsfeldausleuchtungen, die innerhalb eines hellen Ringes und eines hellen Durchmessers, der in der Richtung der strichförmigen Lichtquelle liegt, zwei dunkle Flecken aufweisen. Bei gleichmäßiger nach allen Seiten ausgedehnter Lichtquelle fallen diese Mängel sämtlich fort, und damit ist auch ein Weg gezeigt, wie man bei derartigen mit Abbildungsfehlern behafteten optischen Mitteln trotzdem eine einwandfreie Bildausleuchtung erreichen kann. Man benutzt eben eine Lichtquelle, deren Flächenausdehnung größer ist, als es nach den üblichen Formeln der Gaußschen Dioptrik notwendig ist. Selbstverständlich muß die Flächenhelle dieselbe bleiben; daraus ergibt sich, daß der Energieaufwand in der Lichtquelle größer wird und die Wirtschaftlichkeit der gesamten Beleuchtungsanlage abnimmt. Dieser Faktor kann unter Umständen eine Rolle spielen, wenn die Energiezufuhr irgendwelchen äußeren Beschränkungen, z. B. zu geringen Leitungsquerschnitten, unterliegt.

Der Nachweis, daß eine Helligkeitssteigerung bei der Hellfeldbeleuchtung nicht mehr zu erreichen ist, gilt sinngemäß auch für die Benutzung eines Vertikal-Illuminators. Denn bei ihm wird die Apertur der beleuchtenden Strahlen ja direkt durch das Objektiv beschränkt, das sie passieren müssen, ehe sie auf das Objekt auftreffen.

Dagegen läßt sich zeigen, daß alle die Beleuchtungsmethoden, die durch die Apertur des Objektivs keine Beschränkung erleiden, mit den vorhandenen Lichtquellen bei

geeigneten optischen Mitteln noch mehr als jetzt üblich zu leisten vermögen. Der Nachweis dafür soll zunächst für die Dunkelfeldbeleuchtung mit durchfallenden Strahlen erbracht werden. Dabei ist es prinzipiell gleichgültig, mit welchen Mitteln der dazu notwendige Strahlengang erreicht wird, ob man also einen speziellen Dunkelfeldkondensor benutzt oder den üblichen Hellfeldkondensor mit einer Zentralblende versieht. Die Abblendung muß so weit erfolgen, daß direktes Licht nicht mehr in das Objektiv fällt; ist ϑ_0 der der numerischen Apertur des Objektivs entsprechende Winkel, dann kann für die Flächenhelle im Bildfeld gesetzt werden:

$$i' = i\,\pi\,(\sin^2\vartheta' - \sin^2\vartheta_0), \qquad 7)$$

wobei ϑ' der Winkel des schiefsten, den Mikrokondensor verlassenden Strahles ist. Bei Immersionskondensoren ist $\sin\vartheta'$ durch $n \cdot \sin\vartheta'$ zu ersetzen; allgemein ist $\sin\vartheta'$ als der Ausdruck der numerischen Apertur zu betrachten.

Bei den gebräuchlichen Dunkelfeldkondensoren sowie den normalen dreifachen Kondensoren, die mit Zentralblende gebraucht werden, ist es eine Folge der hohen Apertur und ihres durch die mechanischen Verhältnisse bedingten Durchmessers, daß ihre Brennweite sehr klein ist. Wird die Benutzung der Köhlerschen Beleuchtungsmethode vorausgesetzt, so ergibt sich auch ein entsprechend kleines ausgeleuchtetes Objektfeld, das für Immersionsobjektive und kurzbrennweitige Trockensysteme wohl genügt, für mittlere und schwache Objektive aber viel zu klein ist. Gewöhnlich hilft man sich so, daß man einen langbrennweitigen Kondensor wählt, also etwa vom Dreifachkondensor die Frontlinse entfernt. Dann wird die Brennweite und das Bild zwar größer, die Apertur der äußersten Randstrahlen aber geringer, und daraus folgt, daß bei der Anwendung dieses Mittels die volle Helligkeit nicht erreicht werden kann, weil eben die Beleuchtungsapertur in ihrem Bereich beschnitten wird.

Der andere Weg, ein größeres Bildfeld zu erhalten, ist der, daß man den Hilfskondensor entweder vergrößert oder näher heranrückt. Dabei ist darauf zu achten, daß das Lichtquellenbild stets den ganzen Mikrokondensor ausfüllt, so daß dessen Apertur voll wirksam bleibt. Dann ergibt sich aber für den Hilfskondensor ein Öffnungsverhältnis, das mit einer der üblichen Formen gar nicht erreichbar ist. Durch ein Zahlenbeispiel soll das näher dargelegt werden.

Das Mikro-Objektiv mache die Ausleuchtung eines Bildfeldes von 2 mm Durchmesser erforderlich. Da es sich um ein in Luft eingebettetes Präparat handelt, braucht der Kondensor nicht mit Immersion benutzt zu werden; wird seine Brennweite zu 8 mm angenommen, so hat seine wirksame Öffnung 16 mm Durchmesser. Eine größere Fläche des Kondensors auszuleuchten hat keinen Zweck, weil die darüber hinaus auftreffenden Strahlen aus der letzten Fläche nicht austreten können, sondern infolge der Totalreflexion im Kondensor bleiben. Der Hilfskondensor befinde sich 40 cm vom Mikroskop entfernt; dann wird er in 50facher Verkleinerung vom Mikrokondensor abgebildet, und wenn das Bildfeld 2 mm Durchmesser haben soll, muß er 10 cm freie Öffnung besitzen. Nehmen wir als Lichtquelle einen Bogenkrater von 4 mm Durchmesser an — das ist schon ein reichlicher Betrag, der einer Lampe von 10 Amp. entspricht —, so muß er, um eine 4malige Vergrößerung zu gewähren, 10 cm vom Hilfskondensor entfernt sein; also muß dieser 8 cm Brennweite und damit ein Öffnungsverhältnis 1 : 0,8 haben. Die von der Lichtquelle noch aufgenommenen Strahlen würden einen Winkel von etwa 60^0 einschließen. Solche Kondensoren sind in der Projektionstechnik als Triple-Kondensoren bekannt, sie bestehen aus 3 Linsen und sind wegen ihrer Lichtverluste gerade noch die Grenze des wirtschaftlich Brauchbaren. Die durch

sie vermittelte Abbildung der Lichtquelle ist aber so schlecht, daß durchaus nicht alles Licht dem Kondensor innerhalb einer Öffnung von 16 mm Durchmesser zukommt; um die volle Leistung zu erreichen, muß der Bogenkrater vergrößert und entsprechend mehr Energie aufgewendet werden.

Das eben behandelte Beispiel ist so gewählt, daß es noch mit bekannten Mitteln bewältigt werden kann, wobei aber an Stelle der üblichen Hilfskondensorlinse auch schon ein Projektionskondensor getreten ist, was eigentlich außerhalb des normalen Rahmens liegt. Ist aber das auszuleuchtende Bildfeld nur etwas größer oder kann die volle Apertur des Mikrokondensors ausgenutzt werden, so reicht man mit diesem Kondensor nicht mehr aus, und die volle Leistung kann nur durch neue beleuchtungstechnische Hilfsmittel erreicht werden. Es zeigt sich, daß das auf die Lichtquelle folgende optische Element ein Öffnungsverhältnis von über 1:0,8 oder 1,25:1, möglichst 2:1 bis 3:1 haben muß. Dabei ist aber immer stillschweigend vorausgesetzt, daß die Brennweiten und Aperturen genau zueinander passen, und daß immer eine volle Ausnutzung der optischen Bestandteile stattfindet. Da diese Forderung in der Praxis nicht immer erfüllbar ist, man vielmehr mit 2 bis 3 Kondensoren den Beleuchtungsansprüchen von einem halben Dutzend und mehr Objektiven Genüge leisten muß, so folgt, daß dieses Öffnungsverhältnis fast noch größer sein möchte, um die gegebenenfalls auftretenden Verluste ausgleichen zu können. Dabei ist es nach dem anfangs Gesagten gleichgültig, ob dieses hochgeöffnete optische Element in die Pupillen oder in das Bildfeld der gesamten Anordnung projiziert wird; die Abbildung in das Bildfeld setzt gleichmäßige Beleuchtung voraus, was bei der Abbildung in die Pupillen nicht der Fall zu sein braucht. Dann ist die Lösung überraschend einfach durch einen Hohlspiegel gegeben.

In der Kinotechnik werden bereits seit Jahren Hohlspiegel zur Beleuchtung des Bildbandes benutzt; die hier vorliegenden Erfahrungen zeigen, daß es keine Schwierigkeiten bereitet, einen Spiegel mit der nutzbaren Öffnung 2,5:1 ohne irgendwelche Schutzmaßnahmen gegen das Zerspringen den Strahlen einer Bogenlampe auszusetzen. Es unterliegt somit keinem Anstand, die hier gewonnenen Erkenntnisse sinngemäß für die Mikrobeleuchtung anzuwenden.

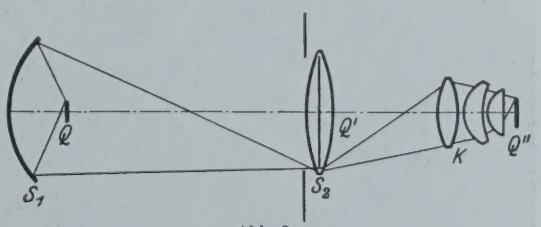


Abb. 3.

Dabei hat sich folgende Anordnung recht gut bewährt (Abb. 3). Benutzt wird ein sphärischer Hohlspiegel von 85 mm Brennweite und 170 mm Durchmesser, S_1, der das Licht des Bogenkraters Q zu einem Bilde Q' in etwa 1 m Abstand vereinigt. Infolge der sphärischen Aberration des Spiegels ist dieses Bild durchaus nicht scharf; Einzelheiten des Kraters sind nicht zu erkennen. Es stellt vielmehr nur einen Lichtfleck von 3 bis 5 cm Durchmesser dar, wenn es sich um den Krater einer sogenannten Schwachstrombogenlampe von etwa 4 Amp. handelt. Die Anwendung eines Ellipsenspiegels ist etwas vorteilhafter, weil wegen des Wegfalls der sphärischen Unterkorrektion der Lichtfleck etwas genauer definiert ist; eine scharfe Abbildung des Kraters ist wegen der nicht eingehaltenen Sinusbedingung auch hier nicht zu befürchten. An der Stelle des Kraterbildes befindet sich eine Sammellinse S_2 von etwa 15 cm Brennweite, die den Spiegel der Lampe in etwa 6facher Verkleinerung auf der Iris des Mikrokondensors K abbildet. Das Bild füllt den Kondensor gerade aus, die volle Kondensorapertur kann also wirksam sein. Der Mikrokondensor wird so eingestellt, daß er ein

Bild von Q' in der Objektebene entwirft. Hat er etwa 7 mm Brennweite, wie die meisten dreiteiligen Kondensoren üblicher Bauart, dann leuchtet er im Präparat einen Kreis von etwa 2 mm Durchmesser aus, was für ein Objektiv von 10 bis 15 mm Brennweite gerade richtig ist. Für längerbrennweitige Objektive muß der Mikrokondensor auch seinerseits langbrennweitiger sein. Man kann die Verlängerung seiner Brennweite durch Entfernen der Frontlinse erreichen, dann wird freilich nicht die volle Apertur ausgenützt.

Praktische Versuche haben gezeigt, daß diese Anordnung für Arbeiten im Dunkelfeld recht brauchbar ist und alle bis jetzt bekannten Anordnungen bei gleichem Energieaufwand bedeutend hinter sich läßt. Es lassen sich mit der 5-A-Gleichstromlampe, ja schon mit Wechselstrom derselben Stärke, Mikrokinoaufnahmen im Dunkelfeld mit erheblichen Vergrößerungen herstellen.

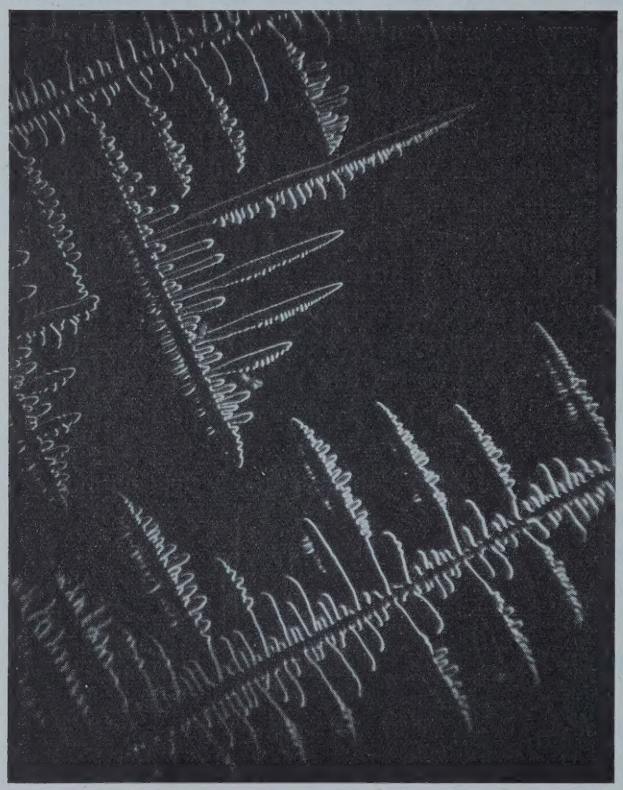


Abb. 4.

Auch gestattet diese Anordnung bei geschickter Technik einzelne Momentaufnahmen mit der Kamera, die deshalb schwieriger als Kinoaufnahmen sind, weil eine größere Fläche auszuleuchten ist und deshalb noch mehr Licht zur Verfügung stehen muß. Es zeigt sich aber, daß diese Anordnung dem Problem durchaus gewachsen ist. Die Abbildungen 4 und 5 sind Momentaufnahmen mit $^1/_{50}$ Sek. Belichtungszeit von anschießenden Ammoniumchloridkristallen. Beide wurden mit Busch-Objektiv Co (n. A. 0,40) und 10fachem Okular bei 200facher Vergrößerung aufgenommen; als Kondensor diente der zweilinsige Buschkondensor von 8 mm Brennweite, bis zur Apertur 0,50 zentral abgeblendet, ohne Immersion. Abb. 4 wurde mit der Spiegellampe aufgenommen, während Abb. 5 mit der üblichen Kondensorbogenlampe mit Köhlerscher Anordnung hergestellt wurde. Der Gewinn an Bildfeld ist nicht wegzuleugnen.

Unbedingt zu beachten ist die Hitzeentwicklung der Spiegelbogenlampe. Es sei daran erinnert, daß im Kraterbild einer mittelmäßigen Bogenlampe Kinofilm sofort entflammt wird und Papier nach einigen Sekunden auch brennt. Infolgedessen ist ein hitzeabsorbierendes Mittel unbedingt notwendig, wenn man nicht den Verlust wertvoller Objektive und dergleichen erleiden will, ehe man vielleicht überhaupt zu einer Aufnahme gekommen ist. Kühlküvetten müssen sehr geräumig sein, wenn nach stundenlangem ununterbrochenem Betrieb ihr Inhalt nicht kochen soll. Zur besseren Absorption der Wärmestrahlen sind sie mit Kupfersulfatlösung solcher Konzentration zu füllen, daß das Produkt aus Küvettenstärke und Konzentration etwa 20 cm·% beträgt. Gut bewährt sich das Wärmeschutzglas der Deutschen Spiegelglas A. G., Grünenplan-

Alfeld (Leine), das freilich in Streifen zerschnitten werden muß, wenn es infolge der ungleichmäßigen Erwärmung durch das ring- oder kreisförmig durchtretende Lichtbündel nicht springen soll. In 4 mm dicker Schicht versieht es seinen Zweck sehr vollkommen; die überbleibende Wärmemenge ist nicht groß und wird von Kleinlebewesen noch leidlich ertragen.

Die Notwendigkeit, ein relativ großes Objektfeld für Dunkelfeldbetrachtung möglichst lichtstark auszuleuchten, liegt auch bei Arbeiten im Ultraviolett vor, wenn es sich um Fluoreszenzbeobachtungen handelt. Selbstverständlich muß die Beleuchtungsoptik bis zum Präparat aus ultraviolettdurchlässigem Material bestehen, also möglichst aus Quarz. Die Praxis lehrt, daß es sehr unzweckmäßig ist, wenn hier die Methode der Hellfeldbeleuchtung angewandt wird, so daß ultraviolette Strahlung direkt in das Mikroskop gelangen kann; einmal besteht die Gefahr, daß die Linsen des Objektivs und die Medien des Auges auch fluoreszieren und das Bild verschleiern, und dann ist die Strahlung für das Auge durchaus schädlich. Deshalb wird allgemein Dunkelfeldbeleuchtung angewandt, die durch eine Zentralblende vor dem Quarzkondensor üblicher Bauart erzeugt wird[1]), oder Auflichtbeleuchtung durch einen Lieberkühnspiegel. Über den letzteren Fall wird noch zu sprechen sein. Da es sich bei den Arbeiten im Fluoreszenzlicht meist um geringe Vergrößerungen handelt, bei denen ein großes Gesichtsfeld auszuleuchten ist, so ist der Helligkeitsgewinn bei der Benutzung der Spiegellampenanordnung sehr erheblich; die Erkennbarkeit von Einzelheiten wird dadurch bei der prinzipiell sehr lichtschwachen Methode gesteigert. Da der rückseitig versilberte Glasspiegel theoretisch kein allzu großes Reflexionsvermögen für Ultraviolett hat, so müßte er durch einen Magnalium- oder Aluminiumspiegel ersetzt werden, der bedeutend mehr Ultraviolett reflektiert. Die Erfahrung zeigt aber, daß bei Verwendung eines Metallspiegels der genannten Art die Helligkeit des Fluoreszenzbildes nicht größer ist; nur der Schwerpunkt der wirksamen Ultravioletttstrahlung wird etwas weiter nach kürzeren Wellenlängen zu verschoben. — Versuchsweise scheint die Benutzung der Spiegellampe für Fluoreszenzbeobachtungen schon vorzuliegen[2]).

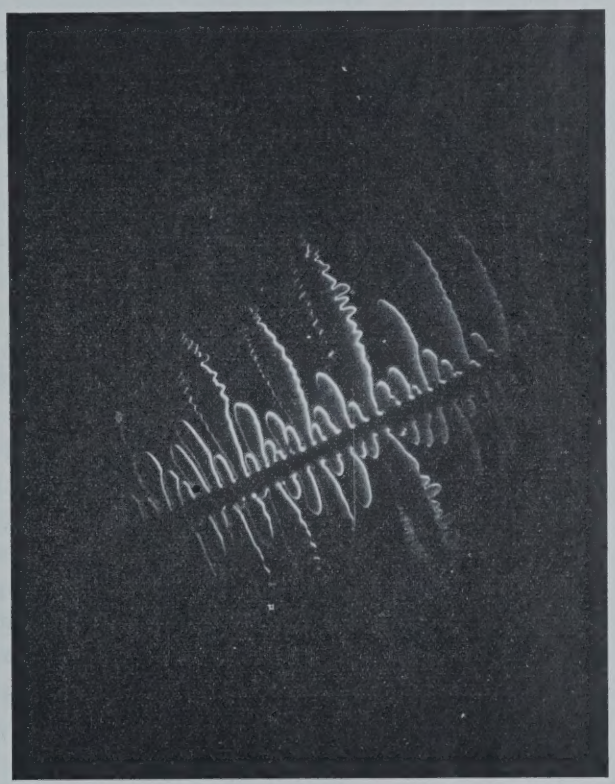


Abb. 5.

Sehr gute Dienste leistet die neue Anordnung dort, wo vollkommene Unabhängigkeit der Beleuchtungsapertur von derjenigen des Objektivs besteht. Das gilt für die verschiedenen Methoden der Opakbeleuchtung, abgesehen vom Vertikal-Illuminator, der

[1]) Siehe z. B. Kögel, *Die chemische Fabrik, 1928, Heft 5. S. 55.*

[2]) Kögel, *Photogr. Korresp.* **64.** *S. 12. 1928.*

wegen seiner Abhängigkeit von der Objektivapertur bereits bei der Besprechung des Hellfeldes erwähnt wurde. Hier sollen vor allem der Lieberkühnspiegel und der Busch-Auflicht-Dunkelfeldkondensor nach Prof. Hauser[1]) näher berücksichtigt werden.

Der Lieberkühnspiegel (Abb. 6) ist ein Kugelspiegel h, der das Objektiv a ringförmig umgibt und das Objekt g seitlich von oben beleuchtet. Das Licht tritt annähernd parallel rings um das in seiner Größe beschränkte Objekt durch die Tischplatte t. Benutzt man eine der üblichen Bogenlampen mit Kondensor, dann wird nach den strengen Regeln der geometrischen Optik der Krater der Bogenlampe durch den Lieberkühnspiegel auf dem Objekt abgebildet. Infolge der erheblichen sphärischen Aberrationsfehler des Spiegels einerseits und wegen der unvermeidlichen Herstellungsfehler und der geringen diffusen Streuung andererseits kommt es aber nicht zu einem scharfen Bild, sondern zu einem Lichtfleck, dessen Ausdehnung aber ungefähr den theoretischen Werten entspricht. Bezeichnet man die Brennweiten des Lieberkühnspiegels und des Lampenkondensors mit f_s und f_k, den Durchmesser des Kraters und seines Bildes mit D und D', so gilt nach den elementaren Gesetzen der geometrischen Optik

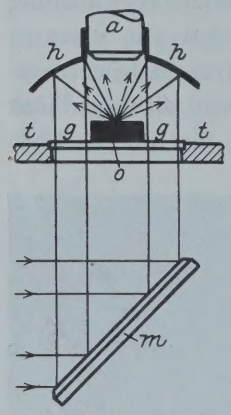


Abb. 6.

$$D' = D\,\frac{f_s}{f_k}.$$

In der Praxis vorkommende Werte sind ungefähr $f_s = 15$ mm, $f_k = 75$ mm; $D = 4$ mm ist für eine 4-A-Bogenlampe bereits reichlich hoch genommen. Es ergibt sich also $D' = 0{,}8$ mm als Durchmesser des ausgeleuchteten Objektfeldes. Das ist für langbrennweitige Objektive, die für den Lieberkühnspiegel ja vorwiegend in Frage kommen, viel zu wenig. Dabei ist angenommen, daß die größtmögliche Öffnung des Lieberkühnspiegels wirksam ist, die durch den Durchmesser der Tischöffnung gegeben ist. Will man mit der Kondensorlampe trotzdem ein großes Objektfeld ausleuchten, so bleibt nicht viel andres übrig als die Einschaltung einer Mattscheibe in den Strahlengang, wodurch natürlich die Helligkeit ganz erheblich herabgedrückt wird.

Der Nachteil des zu kleinen Bildfeldes wird ohne Einbuße der Bildhelligkeit ohne weiteres aufgehoben bei Anwendung der Spiegellampe in folgender Aufstellung (Abb. 7). Vom Krater Q wird durch den Spiegel S_1 in bekannter Weise ein Bild Q' entworfen, das ebenso wie früher etwa 3 bis 4 cm Durchmesser hat. Die an dieser Stelle befindliche Linse S_2 von 15 cm Brennweite bildet den Spiegel S_1 ungefähr in der Höhe des Mikroskoptisches ab. Da dieses Bild etwa ebenso groß wie S_2 ist, so verlaufen die Strahlen innerhalb eines zylindrischen Raumes. Durch den Lieberkühnspiegel entsteht ein Bild Q'' auf dem Objekt.

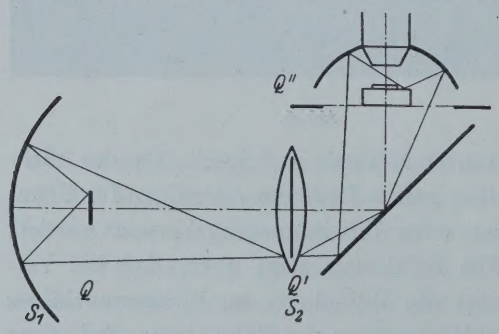


Abb. 7.

Bei den vorliegenden Größenverhältnissen hat Q'' etwa 3 bis 4 mm Durchmesser, genügt also für langbrennweitige Objektive. Auch hier ist die volle, größtmögliche Apertur des Lieberkühnspiegels wirksam. Da aber, wie vorhin abgeleitet wurde, die Flächenhelle im Objekt nur von der konstant gebliebenen Flächenhelle der Lichtquelle und der Apertur

[1]) *Deutsche Opt. Wochenschr.* **11.** *S. 185—187. 1925.*

der auf das Objekt auftreffenden Strahlen abhängt, die auch dieselbe geblieben ist, so kann sich die Helligkeit des Bildes nicht geändert haben. Ein Versuch bestätigt das vollkommen. Da also die Spiegellampe die Möglichkeit gibt, ein relativ großes Feld gleichmäßig und trotzdem sehr hell auszuleuchten, sind Momentaufnahmen oder kinematographische Aufnahmen größerer Objekte mit dem Lieberkühnspiegel in das Bereich der Möglichkeit gerückt, während sie bis jetzt nur auf sehr kleine Flächen des Objekts beschränkt waren.

Sehr gern wird der Lieberkühnspiegel auch zur Ultraviolettbeleuchtung für Fluoreszenzuntersuchungen benutzt; hier ist die Spiegellampe der Kondensorlampe natürlich in gleichem Maße überlegen wie bei Arbeiten mit sichtbarem Licht, wenn nicht noch mehr, denn da das sowieso vorhandene Ultraviolettpaßfilter als Wärmeschutz wirkt, können die Wärmeschutzscheiben wegfallen, die einen erheblichen Teil der ultravioletten Strahlung absorbieren. Da der Lieberkühnspiegel der Firma Busch aus Aluminium besteht, das für Ultraviolett ein recht hohes, nur von Magnalium ein wenig übertroffenes Reflexionsvermögen besitzt, so ist gerade dieser für die Zwecke der Fluoreszenzmikroskopie sehr geeignet.

Ähnlich liegen die Verhältnisse bei dem Auflicht-Dunkelfeldkondensor, dessen Strahlengang aus Abb. 8 hervorgeht. Infolge der Einführung des Kegelspiegels k und der torischen Fläche h ist der Aperturbegriff auf diesen Kondensor nur mit Vorsicht anzuwenden, und von einer Abbildung der Lichtquelle am Orte der Strahlenvereinigung kann kaum die Rede sein. Es zeigt sich, daß zwar die Ausdehnung des beleuchteten Objektfeldes von der Lichtquelle etwas abhängt insofern, als sie mit steigender Lichtquellengröße auch zunimmt, aber die Formeln der geometrischen Optik lassen sich hier kaum anwenden. Das Kraterbild der Kondensorbogenlampe ist größer, als es der Rechnung entspricht, aber noch nicht so groß, daß es den Bildkreis eines langbrennweitigen Objektivs decken könnte. Benutzt man die Spiegellampe, so ist das ausgeleuchtete Bildfeld nicht nur größer, sondern auch heller; die Steigerung des Lichtstroms macht sich also in zweifacher Hinsicht geltend, in einer Vergrößerung der Helligkeit und der Bildfeldgröße. Jedenfalls ist auch hier die Spiegelbogenlampe sehr von Vorteil, was sich besonders bei der Mikrophotographie auswirkt, da ihre Lichtstärke die Belichtungszeiten erheblich abzukürzen gestattet.

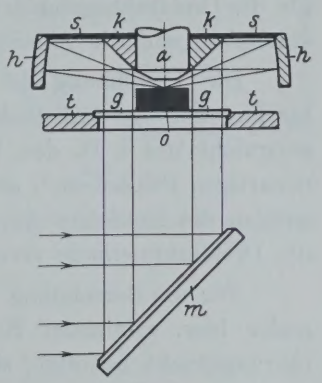


Abb. 8.

Die vorliegenden Ausführungen zeigen zunächst, von welchen Größen die Helligkeit eines mikroskopischen Bildes abhängig ist und wo sie mit den heutigen Mitteln noch steigerungsfähig ist. Es wurde ein Weg angegeben, der für gewisse häufig vorkommende Fälle eine größere Helligkeit oder ein größeres Gesichtsfeld bei gleicher Helligkeit zu erreichen gestattet, ohne daß ein Mehraufwand an Energie in einer größeren Lichtquelle stattzufinden hat. Schließlich zeigt es sich, daß die erreichbare Helligkeit in einzelnen Fällen sich der theoretischen Behandlung entzieht. Es treten dadurch in der Mikrobeleuchtung ähnliche Verhältnisse auf, wie sie seit etwa 10 Jahren die Kinotechnik beherrschen, Verhältnisse und Tatsachen, die nicht mehr — oder vielleicht bis jetzt noch nicht — durch Rechnung geklärt werden können, sondern die rein empirisch oder experimentell erforscht werden müssen.

Nachtrag bei der Korrektur: Neuerdings bringt die Emil Busch A.-G. Optische Industrie, Rathenow, eine für mikroskopische Arbeiten eigens durchgebildete Spiegelbogenlampe auf den Markt.

Meßfehler durch Abplattung beim Gewindemessen.

Von

Dr.-Ing. **H. Bochmann** in Berlin.

Bei den mechanischen Meßmethoden zur Bestimmung des Flankendurchmessers von Gewinden sind durch den nicht zu vermeidenden Meßdruck Meßfehler durch die Abplattung der Meßstücke bedingt. Diese Meßfehler können bei genauen Messungen, wie sie z. B. für Gewindelehren in Frage kommen, nicht vernachlässigt werden, da sie mitunter einen erheblichen Teil der vom NDJ genormten Herstellungsgenauigkeiten ausmachen.

Für die Abplattung oder Annäherung bei der Berührung zweier gekrümmter Körper unter Druck hat Heinrich Hertz[1]) Formeln aufgestellt, nach denen diese Werte errechnet werden können. Diese Formeln sind für den Berührungsfall Kugel gegen Ebene durch eingehende Versuche[2]) für Stahl korrigiert worden. Für den mit Hilfe der Hertzschen Formeln nicht zu erfassenden Berührungsfall Zylinder gegen Ebene ist eine Beziehung an Hand zahlreicher Versuche an Stahlkörpern (Stahldrähte für die Dreidrahtmethode bzw. Grenzlehrdorne) aufgestellt worden. Auf diese Versuchsergebnisse und die Ableitung dieser Formeln sei hier nicht näher eingegangen.

Die Errechnung der Abplattung beim Messen von Gewinden wird nachstehend für kugelförmige Meßstücke für Außen- und Innengewinde durchgeführt. In der Praxis entspricht das z. B. den Verhältnissen des Kugeltasters für Bolzengewinde und den neuartigen Fühlhebeln[3]) sowie der Kugelschraube u. a. für Innengewinde. Anschließend werden die Meßfehler durch Abplattung infolge des Meßdruckes der Instrumente für die Dreidrahtmethode errechnet.

Für die Berechnung der Abplattungen werden die Hauptkrümmungsradien (maximaler bzw. minimaler Krümmungsradius) der betreffenden Gewindeflanken am Berührungspunkt benötigt; sie werden folgendermaßen ermittelt.

Allgemein ist eine Fläche[4]) in der Parameterdarstellung gegeben durch die Gleichungen:

$$x = \varphi \cdot (u \cdot v),$$
$$y = \chi \cdot (u \cdot v),$$
$$z = \psi \cdot (u \cdot v).$$

Jedes Wertepaar der veränderlichen Parameter u und v bestimmt einen Punkt der Fläche. Es sind nun die Fundamentalgrößen erster Ordnung zu bilden, die durch folgende Beziehung gegeben sind:

$$E = \varphi^2 \cdot u + \chi^2 \cdot u + \psi^2 \cdot u,$$
$$F = \varphi u \cdot \varphi v + \chi u \cdot \chi v + \psi u \cdot \psi v,$$
$$G = \varphi^2 v + \chi^2 v + \psi^2 v.$$

Die Fundamentalgrößen zweiter Ordnung ergeben sich aus den Determinanten:

---

[1]) H. Hertz, Gesammelte Werke. I. S. 155 u. 183.

[2]) H. Bochmann, Dissertation Dresden 1927 u. *Zeitschr. f. Feinmech. u. Präz.* **35.** *S. 95 ff. 1927.*

[3]) G. Berndt, Die Gewinde, 1. Nachtrag. S. 73.

[4]) G. Scheffers, Anwendung der Differentialrechnung auf Geometrie. 2. Bd. Einführung in die Theorie der Flächen.

$$L = \frac{1}{D}\begin{vmatrix} \varphi uu & \chi uu & \psi uu \\ \varphi u & \chi u & \psi u \\ \varphi v & \chi v & \psi v \end{vmatrix},$$

$$M = \frac{1}{D}\begin{vmatrix} \varphi uv & \chi uv & \psi uv \\ \varphi u & \chi u & \psi u \\ \varphi v & \chi v & \psi v \end{vmatrix},$$

$$N = \frac{1}{D}\begin{vmatrix} \varphi vv & \chi vv & \psi vv \\ \varphi u & \chi u & \psi u \\ \varphi v & \chi v & \psi v \end{vmatrix}.$$

Dabei ist: $D = \sqrt{E \cdot G - F^2}$.

Die beiden Hauptkrümmungsradien R_1 und R_2 an einem bestimmten Punkt (u, v) der Fläche können dann aus der folgenden quadratischen Gleichung errechnet werden:

$$R^2 \cdot (L \cdot N - M^2) - R \cdot (E \cdot N - 2 \cdot F \cdot M + G \cdot L) + (E \cdot G - F^2) = 0.$$

Diese allgemeinen Beziehungen der Flächentheorie werden auf die schiefe geschlossene Regelschraubenfläche angewendet, wie sie bei Spitzgewinden vorliegt. Diese Schraubenfläche wird dadurch erzeugt, daß sich eine unter einem konstanten Winkel (halber Flankenwinkel) zur Achse geneigte Gerade gleichmäßig fortschreitend entsprechend der Steigung um die Achse bewegt. Eine derartige Schraubenfläche ist nach Abb. 1 gegeben durch die Gleichungen:

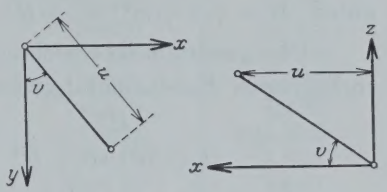


Abb 1.

$$x = u \cdot \cos v,$$
$$y = u \cdot \sin v,$$
$$z = m \cdot u + H \cdot v.$$

Dabei ist $m = \operatorname{tg} \frac{\alpha}{2}$, wobei $\frac{\alpha}{2}$ der Winkel ist, den die Erzeugende mit der xy-Ebene bildet. Im vorliegenden Falle ist demnach $\frac{\alpha}{2}$ gleich dem halben Flankenwinkel. Die reduzierte Steigung H steht mit der in der Technik gebräuchlichen Gewindesteigung h, die der achsenparallele Abstand zweier benachbarter gleichgerichteter Flanken ist, in der Beziehung:

$$H = \frac{h}{2 \cdot \pi}.$$

Bei der Einführung der Gleichungen für die Schraubenfläche in die allgemeinen Formeln für die Fundamentalgrößen erster und zweiter Ordnung ergeben sich für die einzelnen Glieder folgende partielle Differentiale:

$\varphi u = \cos v$	$\chi u = \sin v$	$\psi u = m$
$\varphi v = -u \cdot \sin v$	$\chi v = u \cdot \cos v$	$\psi v = H$
$\varphi uu = 0$	$\chi uu = 0$	$\psi uu = 0$
$\varphi uv = -\sin v$	$\chi uv = \cos v$	$\psi uv = 0$
$\varphi vv = -u \cdot \cos v$	$\chi vv = -u \cdot \sin v$	$\psi vv = 0.$

Damit ergeben sich die Fundamentalgrößen erster Ordnung zu:

$$E = \cos^2 v + \sin^2 v + m^2 = 1 + m^2,$$
$$F = -u \cdot \sin v \cdot \cos v + u \cdot \cos v \cdot \sin v + m \cdot H = m \cdot H,$$
$$G = u^2 \cdot \sin^2 v + u^2 \cdot \cos^2 v + H^2 = u^2 + H^2$$

und diejenigen zweiter Ordnung zu:

$$L = \frac{1}{D} \begin{vmatrix} 0 & 0 & 0 \\ \cos v & \sin v & m \\ -u \cdot \sin v & u \cdot \cos v & H \end{vmatrix} = 0,$$

$$M = \frac{1}{D} \begin{vmatrix} -\sin v & \cos v & 0 \\ \cos v & \sin v & m \\ -u \cdot \sin v & u \cdot \cos v & H \end{vmatrix} = -\frac{H}{D},$$

$$N = \frac{1}{D} \begin{vmatrix} -u \cdot \cos v & -u \cdot \sin v & 0 \\ \cos v & \sin v & m \\ -u \cdot \sin v & u \cdot \cos v & H \end{vmatrix} = \frac{m \cdot u^2}{D},$$

wobei: $D = \sqrt{(1+m^2) \cdot u^2 + H^2}$.

Die quadratische Gleichung für die Hauptkrümmungen ergibt bei Einführung der vorliegenden Fundamentalgrößen erster und zweiter Ordnung:

$$-R^2 \cdot \frac{H^2}{(1+m^2) \cdot u^2 + H^2} - R \cdot \left[\frac{(1+m^2) \cdot m \cdot u^2}{\sqrt{(1+m^2) \cdot u^2 + H^2}} + \frac{2 \cdot m \cdot H^2}{\sqrt{(1+m^2) \cdot u^2 + H^2}} \right]$$
$$+ [(1+m^2) \cdot (u^2 + H^2) - m^2 \cdot H^2] = 0.$$

Löst man diese quadratische Gleichung auf, so erhält man für die Hauptkrümmungsradien:

$$R_{1,2} = \frac{m}{2 \cdot H^2} \cdot \sqrt{(1+m^2) \cdot u^2 + H^2}$$
$$\cdot \left[-(1+m^2) \cdot u^2 - 2 \cdot H^2 \pm \sqrt{\{(1+m^2) \cdot u^2 + 2 \cdot H^2\}^2 + \frac{4 \cdot H^2}{m^2} \cdot \{(1+m^2) \cdot u^2 + H^2\}} \right].$$

Die Werte $m = \operatorname{tg} \frac{\alpha}{2}$ ergeben für metrisches Gewinde: $m = \operatorname{tg} 30^0 = 0{,}57735$ und für Whitworth-Gewinde: $m = \operatorname{tg} 27^0\,30' = 0{,}52057$. Werden diese Werte in obige Formel eingesetzt, so vereinfachen sich die Formeln für metrisches Gewinde zu:

$$R_{M1,2} = \frac{0{,}28868}{H^2} \cdot \sqrt{1{,}33333 \cdot u^2 + H^2}$$
$$\cdot [-1{,}33333 \cdot u^2 - 2 \cdot H^2 \pm \sqrt{16 \cdot H^4 + 1{,}77778 \cdot u^4 + 21{,}33328 \cdot u^2 \cdot H^2}]$$

und für Whitworth-Gewinde zu:

$$R_{W1,2} = \frac{0{,}26029}{H^2} \cdot \sqrt{1{,}27099 \cdot u^2 + H^2}$$
$$\cdot [-1{,}27099 \cdot u^2 - 2 \cdot H^2 \pm \sqrt{18{,}76038 \cdot H^4 + 1{,}61541 \cdot u^4 + 23{,}84439 \cdot u^2 \cdot H^2}].$$

In diesen Formeln ist H die reduzierte Steigung $\frac{h}{2 \cdot \pi}$, wobei h die in der Technik gebräuchliche Steigung darstellt, und u der Abstand von der Achse. Bei den folgenden Rechnungen sei vorausgesetzt, daß die Messungen mit Meßstücken vom günstigsten Durchmesser nach Berndt[1]) durchgeführt werden. Das entspricht einer Berührung in der Mitte der Flanke, es wird also u gleich dem halben Flankendurchmesser $(0{,}5 \cdot d_2)$.

[1]) G. Berndt, Die Gewinde. S. 346 u. f.

Tabelle 1. Hauptkrümmungsradien R_1 und R_2 der Schraubenflächen und günstigste Draht- oder Kugeldurchmesser D für metrisches Gewinde nach DIN 13 und 14.

d mm	d_2 mm	h mm	R_1 mm	R_2 mm	D mm
1,0	0,838	0,25	± 0,82	∓ 42,82	0,1437
1,2	1,038	0,25	1,03	80,38	0,1437
1,4	1,205	0,3	1,19	87,47	0,1725
1,7	1,473	0,35	1,45	117,12	0,2013
2,0	1,740	0,4	1,72	147,59	0,2303
2,3	2,040	0,4	2,02	236,47	0,2303
2,6	2,308	0,45	2,30	270,50	0,2592
3,0	2,675	0,5	2,65	340,74	0,2880
3,5	3,110	0,6	3,09	372,54	0,3456
4,0	3,545	0,7	3,51	405,72	0,4032
4,5	4,013	0,75	3,98	511,29	0,4321
5,0	4,480	0,8	4,44	624,44	0,4610
5,5	4,915	0,9	4,87	543,78	0,5185
6	5,350	1,0	5,31	681,45	0,5763
7	6,350	1,0	6,30	1134,66	0,5763
8	7,188	1,25	7,14	1055,80	0,7205
9	8,188	1,25	8,15	1556,10	0,7205
10	9,026	1,5	9,78	1450,90	0,8648
11	10,026	1,5	9,86	1983,40	0,8648
12	10,863	1,75	10,78	1813,70	1,0087
14	12,701	2	12,64	2270,00	1,1531
16	14,701	2	14,63	3511,20	1,1531
18	16,376	2,5	16,30	3112,10	1,4417
20	18,376	2,5	18,09	4318,40	1,4417
22	20,376	2,5	20,24	5974,40	1,4417
24	22,051	3	22,01	5266,30	1,7303
27	25,051	3	25,03	7707,20	1,7303
30	27,727	3,5	27,64	7683,30	2,0189
33	30,727	3,5	31,34	11187,70	2,0189
36	33,402	4	33,34	10277,90	2,3075
39	36,402	4	36,39	13291,00	2,3075
42	39,077	4,5	39,08	13000,20	2,5961
45	42,077	4,5	42,15	16222,20	2,5961
48	44,752	5	44,76	15690,70	2,8847
52	48,752	5	48,49	20418,60	2,8847
56	52,428	5,5	52,46	20992,30	3,1734
60	56,428	5,5	56,32	26157,00	3,1734
64	60,103	6	61,54	25562,50	3,4631
68	64,103	6	64,34	32214,30	3,4631
72	68,103	6	68,01	38612,20	3,4631
76	72,103	6	72,03	45806,90	3,4631
80	76,103	6	76,44	53842,50	3,4631
84	80,103	6	80,12	62772,60	3,4631
89	85,103	6	85,72	75258,00	3,4631
94	90,103	6	90,61	89294,10	3,4631
99	95,103	6	95,90	104983,00	3,4631
104	100,103	6	101,17	122405,60	3,4631
109	105,103	6	105,03	141660,00	3,4631
114	110,103	6	110,74	162840,00	3,4631
119	115,103	6	115,64	186027,00	3,4631
124	120,103	6	119,99	211323,00	3,4631
129	125,103	6	126,05	238805,00	3,4631
134	130,103	6	130,51	268570,00	3,4631
139	135,103	6	139,46	300726,70	3,4631
144	140,103	6	142,80	335346,20	3,4631
149	145,103	6	147,36	372540,00	3,4631

Anm.: Das obere Vorzeichen gilt für Bolzengewinde, das untere für Muttergewinde.

Tabelle 2. Hauptkrümmungsradien R_1 und R_2 der Schraubenflächen und günstigste Draht- oder Kugeldurchmesser D für Whitworth-Gewinde nach DIN 11 oder 12.

d Zoll	d_2 mm	h mm	R_1 mm	R_2 mm	D mm
1/4	5,537	1,270	± 5,88	∓ 397,41	0,7136
5/16	7,034	1,411	7,51	656,10	0,7935
3/8	8,509	1,588	9,12	914,66	0,8930
7/16	9,951	1,814	10,66	1120,20	1,0207
1/2	11,345	2,117	12,14	1219,78	1,1906
5/8	14,397	2,309	15,45	2086,38	1,2996
3/4	17,424	2,540	18,75	3049,79	1,4300
7/8	20,419	2,822	21,94	3971,28	1,5891
1	23,368	3,175	25,07	4701,62	1,7877
1 1/8	26,253	3,629	28,17	5104,67	2,0434
1 1/4	29,428	3,629	31,74	7176,33	2,0434
1 3/8	32,215	4,233	34,55	6926,43	2,3841
1 1/2	35,391	4,233	38,05	9170,20	2,3841
1 5/8	38,024	5,080	40,85	7910,40	2,8608
1 3/4	41,199	5,080	44,33	10049,55	2,8608
1 7/8	44,012	5,645	47,52	9927,25	3,1790
2	47,187	5,645	50,80	12221,67	3,1790
2 1/4	53,086	6,350	57,13	13752,81	3,5768
2 1/2	59,436	6,350	63,81	19275,22	3,5768
2 3/4	65,205	7,257	70,40	19494,55	4,0882
3	71,556	7,257	77,40	25738,24	4,0882
3 1/4	77,548	7,816	83,07	28241,25	4,4032
3 1/2	83,899	7,816	90,38	35735,83	4,4032
3 3/4	89,832	8,467	96,63	37377,50	4,7704
4	96,182	8,467	104,18	45860,00	4,7704
4 1/4	102,297	8,835	109,57	50668,75	4,9783
4 1/2	108,647	8,835	116,75	60673,75	4,9783
4 3/4	114,740	9,237	119,37	63158,57	5,2048
5	121,090	9,237	127,58	76823,33	5,2048
5 1/4	127,159	9,677	132,80	81046,00	5,4529
5 1/2	133,509	9,677	143,85	93780,00	5,4529
5 3/4	139,549	10,160	150,26	97160,00	5,7256
6	145,900	10,160	157,22	111020,52	5,7256

Anm.: Das obere Vorzeichen gilt für Bolzengewinde, das untere für Muttergewinde.

Die Errechnung der Hauptkrümmungsradien ist für metrisches Gewinde nach DIN 13 und 14 (Tabelle 1) und für Whitworth-Gewinde nach DIN 11 (Tabelle 2) durchgeführt worden und ergab, daß für sämtliche Gewinde die Hauptkrümmungsradien R_1 positiv und R_2 negativ sind. Die Definition von H. Hertz für die Vorzeichen lautete, daß ein Hauptkrümmungsradius positives Vorzeichen erhält, wenn der Krümmungsmittelpunkt von der Berührungsstelle aus gerechnet im Inneren des betreffenden Körpers liegt, im entgegengesetzten Fall ist negatives Vorzeichen einzusetzen. Handelt es sich demnach um die Messung von Innengewinden, so sind die Vorzeichen umzukehren; es sind die Hauptkrümmungsradien R_1 negativ und R_2 positiv.

In der letzten Spalte der Tabellen 1 und 2 sind die günstigsten Draht- bzw. Kugeldurchmesser (D) angegeben.

Die Errechnung der Abplattungen erfolgen nach Formeln[1]), die aus der allgemeinen

[1]) H. Bochmann, a. a. O.

Hertzschen Beziehung für die vorliegenden Berührungsfälle entwickelt sind; die konstanten Faktoren dieser Formeln sind entsprechend den Versuchen des Verfassers korrigiert worden.

Für sämtliche Meßmethoden wird mit einem Meßdruck von 1 kg gerechnet. Diese Annahme ergibt als Vorteil, daß bei Abweichungen des Meßdruckes von diesem Wert die Umrechnung der in den folgenden Tabellen angegebenen Werte die geringste Rechenarbeit erfordert. Bei der Dreidrahtmethode entspricht der Meßdruck von 1 kg ungefähr den Bedingungen, die in den neuen amerikanischen Vorschriften[1]) (2 Pfund = 0,907 kg) für diese Methode verlangt werden.

Betrachtet man den Fall der Berührung eines kugelförmigen Meßstückes mit einem Außengewinde, so ergibt sich allgemein der folgende Rechnungsgang:

Die Abplattung einer Kugelfläche an der Gewindeflanke des Bolzens errechnet sich aus der Beziehung:

$$M_{FB} = \frac{1}{\mu} \cdot 1{,}205 \cdot \sqrt[3]{P^2 \cdot (4/D + 1/R_1 + 1/R_2)},$$

wobei:

M_{FB} = Abplattung in μ,
$R_{1,2}$ = Hauptkrümmungsradien der betr. Gewindeflanken in mm,
D = günstigster Kugeldurchmesser in mm,
P = Druck auf die Gewindeflanke in kg,
μ = Zusatzfaktor nach H. Hertz.

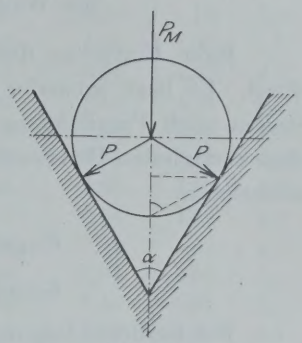


Abb. 2.

Dabei ist zu beachten, daß der Meßdruck des Instrumentes nicht immer dem hier in Betracht kommenden Druck der Kugel auf die Gewindeflanke entspricht. Aus Abb. 2 ergibt sich die folgende Beziehung zwischen dem Meßdruck des Instrumentes (P_M), der auf die Flanke wirkenden Komponente (P) und dem Flankenwinkel (α):

$$P = \frac{P_M}{2 \cdot \cos\left(90^0 - \frac{\alpha}{2}\right)}.$$

Es ist demnach:

für metrisches Gewinde: $P = P_M$ und
für Whitworth-Gewinde: $P = 1{,}083 \cdot P_M$.

Der Zusatzfaktor μ nach Hertz ist die Funktion eines Hilfswinkels τ, der für den vorliegenden Berührungsfall durch die folgende Beziehung gegeben ist:

$$\cos \tau = \frac{2(A - B)}{2(A + B)},$$

wobei:

$$2(A + B) = 4/D + 1/R_1 + 1/R_2$$

und

$$2(A - B) = 1/R_1 - 1/R_2.$$

[1]) G. Berndt, Die Gewinde. 1. Nachtrag. S. 53.

Der Zusatzfaktor μ ist dann aus der Hertzschen Zahlentafel in Abhängigkeit vom Hilfswinkel τ zu entnehmen:

τ	μ	τ	μ
90°	1,0000	40°	2,1357
80°	1,1278	30°	2,7307
70°	1,2835	20°	3,7779
60°	1,4858	10°	6,6120
50°	1,7542	0°	∞

Die Abplattung (M_{FB}) an der Gewindeflanke wird durch das infolge des Flankenwinkels bedingte Einsinken der Kugel noch vergrößert. Der gesamte Fehler (M_{GB}) für beide Seiten beträgt dann:

für metrisches Gewinde: $M_{GB} = 4{,}000 \cdot M_{FB}$ und

für Whitworth-Gewinde: $M_{GB} = 4{,}332 \cdot M_{FB}$.

Beim Einstellen des Instrumentes sind ebenfalls Meßfehler durch Abplattung bedingt. Es liegt entweder der Berührungsfall Kugel gegen Kugel (M_K) oder beim Einstellen nach Parallelendmaßen Kugel gegen Ebene (M_E) vor. Diese Werte sind nach den korrigierten Hertzschen Formeln zu bestimmen und vom gesamten Meßfehler (M_{GB}) abzuziehen.

$$\text{Kugel gegen Kugel: } M_K = 2{,}409 \cdot \sqrt[3]{P_M^2 / D}\,\mu,$$

$$\text{Kugel gegen Ebene: } M_E = 3{,}825 \cdot \sqrt[3]{P_M^2 / D}\,\mu.$$

Bei Berücksichtigung der entsprechenden Einstellkorrekturen erhält man nun die tatsächlichen Meßfehler beim Messen von Bolzengewinden mit Instrumenten, die kugelförmige Meßstücke vom jeweils günstigsten Durchmesser besitzen.

$$\text{Bei Einstellung Kugel gegen Kugel: } F_{B_1} = M_{GB} - M_K$$

$$\text{und Kugel gegen Ebene: } F_{B_2} = M_{GB} - M_E.$$

Dieselben allgemeinen Beziehungen gelten für die Errechnung der Meßfehler beim Messen von Innengewinden. Als Einstellkorrektur kommt hier vorläufig nur der Berührungsfall Kugel gegen Ebene in Frage, da die Einstellung derartiger Meßgeräte bei Absolutmessungen nach Rechenlehren erfolgt, die aus Parallelendmaßen und entsprechenden Meßschnäbeln zusammengesetzt werden.

In diesen Formeln sind die Hauptkrümmungsradien mit folgenden Vorzeichen einzusetzen:

Für Bolzengewinde:		Für Muttergewinde:	
R_1	positiv	R_1	negativ
R_2	negativ	R_2	positiv.

Die errechneten tatsächlichen Meßfehler sind am endgültigen Meßergebnis für Bolzengewinde (F_{B_1} bzw. F_{B_2}) positiv und für Muttergewinde (F_M) negativ zu berücksichtigen, da die Messung von Außengewinden durch die Abplattung der Meßstücke zu klein und diejenige von Innengewinden zu groß ausfällt.

Diese Rechnungen sind für metrisches Gewinde und für Whitworth-Gewinde durchgeführt worden und die Ergebnisse sind in den Tabellen 3 und 4 zusammengestellt.

Es soll nun die numerische Rechnung an einem Zahlenbeispiel für ein Whitworth-Gewinde von 1″ Durchmesser gezeigt werden.

Tabelle 3. Meßfehler durch Abplattung der günstigsten Kugeln beim Messen von metrischen Gewinden bei 1 kg Meßdruck.

d	h	Bolzen						Mutter			
		M_{FB}	M_{GB}	M_K	M_E	F_{B_1}	F_{B_2}	M_{FM}	M_{GM}	M_E	F_M
mm	mm	μ	μ	μ	μ	μ	μ	μ	μ	μ	μ
1	0,25	3,59	14,36	4,60	7,30	9,8	7,1	3,48	13,92	7,30	6,6
1,2	0,25	3,60	14,40	4,60	7,30	9,8	7,1	3,51	14,40	7,30	6,7
1,4	0,3	3,38	13,52	4,33	6,87	9,2	6,7	3,30	13,20	6,87	6,3
1,7	0,35	3,22	12,88	4,12	6,53	8,8	6,4	3,14	12,56	6,53	6,0
2	0,4	3,09	12,36	3,93	6,24	8,4	6,1	3,01	12,04	6,24	5,8
2,3	0,4	3,09	12,36	3,93	6,24	8,4	6,1	3,01	12,08	6,24	5.8
2,6	0,45	2,97	11,88	3,78	6,00	8,1	5,9	2,91	11,64	6,01	5,6
3	0,5	2,87	11,48	3,65	5,79	7,8	5,7	2,81	11,24	5,79	5,5
3,5	0,6	2,70	10,80	3,43	5,45	7,4	5,3	2,64	10,56	5,45	5,1
4	0,7	2,56	10,24	3,25	5,18	7,0	5,1	2,50	10,00	5,18	4,8
4,5	0,75	2,51	10,04	3,19	5,06	6,8	5,0	2,46	9,84	5,06	4,8
5	0,8	2,45	9,80	3,12	4,95	6,4	4,9	2,41	9,64	4,95	4,7
5,5	0,9	2,36	9,44	3,00	4,76	6,4	4,7	2,32	9,28	4,76	4,5
6	1	2,27	9,08	2,90	4,60	6,2	4,5	2,23	8,92	4,60	4,3
7	1	2,27	9,08	2,90	4,60	6,2	4,5	2,23	8,92	4,60	4,3
8	1,25	2,11	8,44	2,69	4,27	5,8	4,2	2,07	8,28	4,27	4,0
9	1,25	2,11	8,44	2,69	4,27	5,8	4,2	2,07	8,28	4,27	4,0
10	1,5	1,99	7,96	2,53	4,02	5,4	3,9	1,96	7,84	4,02	3,8
11	1,5	1,99	7,96	2,53	4,02	5,4	3,9	1,96	7,84	4,02	3,8
12	1,75	1,89	7,56	2,40	3,81	5,2	3,8	1,86	7,44	3,81	3,6
14	2	1,81	7,24	2,30	3,65	4,9	3,6	1,79	7,16	3,65	3,5
16	2	1,81	7,24	2,30	3,65	4,9	3,6	1,79	7,16	3,65	3,5
18	2,5	1,68	6,72	2,14	3,39	4,6	3,4	1,66	6,64	3,39	3,3
20	2,5	1,68	6,72	2,14	3,39	4,6	3,4	1,66	6,64	3,39	3,3
22	2,5	1,68	6,72	2,14	3,39	4,6	3,4	1,66	6,64	3,39	3,3
24	3	1,59	6,36	2,01	3,19	4,2	3,2	1,57	6,28	3,19	3,0
27	3	1,59	6,36	2,01	3,19	4,2	3,2	1,57	6,28	3,19	3,0
30	3,5	1,50	6,00	1,91	3,03	4,1	3,0	1,48	5,92	3,03	2,9
33	3,5	1,50	6,00	1,91	3,03	4,1	3,0	1,48	5,92	3,03	2,9
36	4	1,44	5,76	1,82	2,90	3,9	2,9	1,42	5,68	2,90	2,8
39	4	1,44	5,76	1,82	2,90	3,9	2,9	1,42	5,68	2,90	2,8
42	4,5	1,38	5,52	1,76	2,78	3,8	2,7	1,36	5,44	2,78	2,7
45	4,5	1,38	5,52	1,76	2,78	3,5	2,7	1,36	5,44	2,78	2,7
48	5	1,34	5,36	1,69	2,69	3,7	2,7	1,32	5,28	2,69	2,6
52	5	1,34	5,36	1,69	2,69	3,7	2,7	1,32	5,28	2,69	2,6
56	5,5	1,29	5,16	1,64	2,60	3,5	2,6	1,28	5,12	2,60	2,5
60	5,5	1,29	5,16	1,64	2,60	3,5	2,6	1,28	5,12	2,60	2,5
64	6	1,25	5,00	1,59	2,52	3,4	2,5	1,24	4,96	2,52	2,4
68	6	1,25	5,00	1,59	2,52	3,4	2,5	1,24	4,96	2,52	2,4
72	6	1,25	5,00	1,59	2,52	3,4	2,5	1,24	4,96	2,52	2,4
76	6	1,25	5,00	1,59	2,52	3,4	2,5	1,24	4,96	2,52	2,4
80	6	1,26	5,04	1,59	2,52	3,4	2,5	1,25	5,00	2,52	2,5
84	6	1,26	5,04	1,59	2,52	3,4	2,5	1,25	5,00	2,52	2,5
89	6	1,26	5,04	1,59	2,52	3,4	2,5	1,25	5,00	2,52	2,5
94	6	1,26	5,04	1,59	2,52	3,4	2,5	1,25	5,00	2,52	2,5
99	6	1,26	5,04	1,59	2,52	3,4	2,5	1,25	5,00	2,52	2, 5
104	6	1,26	5,04	1,59	2,52	3,4	2,5	1,25	5,00	2,52	2,5
109	6	1,26	5,04	1,59	2,52	3,4	2,5	1,25	5,00	2,52	2,5
114	6	1,26	5,04	1,59	2,52	3,4	2,5	1,25	5,00	2,52	2,5
119	6	1,26	5,04	1,59	2,52	3,4	2,5	1,25	5,00	2,52	2,5

Tabelle 3. Fortsetzung.

d	h	Bolzen						Mutter			
		M_{FB}	M_{GB}	M_K	M_E	F_{B_1}	F_{B_2}	M_{FM}	M_{GM}	M_E	F_M
mm	mm	μ	μ	μ	μ	μ	μ	μ	μ	μ	μ
124	6	1,26	5,04	1,59	2,52	3,4	2,5	1,25	5,00	2,52	2,5
129	6	1,26	5,04	1,59	2,52	3,4	2,5	1,25	5,00	2,52	2,5
134	6	1,26	5,04	1,59	2,52	3,4	2,5	1,25	5,00	2,52	2,5
139	6	1,26	5,04	1,59	2,52	3,4	2,5	1,25	5,00	2,52	2,5
144	6	1,26	5,04	1,59	2,52	3,4	2,5	1,25	5,00	2,52	2,5
149	6	1,26	5,04	1,59	2,52	3,4	2,5	1,25	5,00	2,52	2,5

Anmerkung: Beim Bolzen ist die Korrektur positiv, bei der Mutter negativ. Für anderen Meßdruck P ist F zu multiplizieren mit $P^{2/3}$. F_{B_1} gilt bei Einstellung Kugel gegen Kugel, F_{B_2} bei Einstellung Kugel gegen Ebene.

Tabelle 4. Meßfehler durch Abplattung der günstigsten Kugeln beim Messen von Whitworth-Gewinden bei 1 kg Meßdruck.

d	z	Bolzen						Mutter			
		M_{FB}	M_{GB}	M_K	M_E	F_{B_1}	F_{B_2}	M_{FM}	M_{GM}	M_E	F_M
Zoll	Gg./1″	μ	μ	μ	μ	μ	μ	μ	μ	μ	μ
1/4	20	2,24	9,68	2,70	4,28	7,0	5,4	2,17	9,43	4,28	5,1
5/16	18	2,16	9,36	2,60	4,13	6,8	5,2	2,11	9,13	4,13	5,0
3/8	16	2,08	9,00	2,50	3,97	6,5	5,0	2,04	8,82	3,97	4,9
7/16	14	1,98	8,58	2,39	3,80	6,2	4,8	1,95	8,45	3,80	4,7
1/2	12	1,89	8,17	2,27	3,61	5,9	4,6	1,85	7,99	3,61	4,4
5/8	11	1,82	7,90	2,21	3,51	5,7	4,4	1,79	7,76	3,51	4,3
3/4	10	1,78	7,72	2,14	3,40	5,6	4,3	1,75	7,58	3,40	4,2
7/8	9	1,72	7,45	2,06	3,28	5,4	4,2	1,69	7,30	3,28	4,0
1	8	1,65	7,15	1,98	3,15	5,2	4,0	1,63	7,06	3,15	3,9
1 1/8	7	1,58	6,85	1,90	3,01	5,0	3,8	1,56	6,76	3,01	3,8
1 1/4	7	1,58	6,85	1,90	3,01	5,0	3,8	1,56	6,76	3,01	3,8
1 3/8	6	1,50	6,49	1,80	2,86	4,7	3,6	1,49	6,44	2,86	3,6
1 1/2	6	1,50	6,49	1,80	2,86	4,7	3,6	1,49	6,44	2,86	3,6
1 5/8	5	1,41	6,12	1,70	2,69	4,4	3,4	1,39	6,03	2,69	3,3
1 3/4	5	1,41	6,12	1,70	2,69	4,4	3,4	1,39	6,03	2,69	3,3
1 7/8	4 1/2	1,36	5,89	1,64	2,60	4,3	3,3	1,35	5,85	2,60	3,3
2	4 1/2	1,36	5,89	1,64	2,60	4,3	3,3	1,35	5,85	2,60	3,3
2 1/4	4	1,31	5,53	1,58	2,50	4,1	3,0	1,30	5,62	2,50	3,0
2 1/2	4	1,31	5,53	1,58	2,50	4,1	3,0	1,30	5,62	2,50	3,0
2 3/4	3 1/2	1,27	5,44	1,51	2,39	3,9	3,0	1,24	5,39	2,39	3,0
3	3 1/2	1,27	5,44	1,51	2,39	3,9	3,0	1,24	5,39	2,39	3,0
3 1/4	3 1/4	1,22	5,30	1,47	2,33	3,8	3,0	1,21	5,25	2,33	2,9
3 1/2	3 1/4	1,22	5,30	1,47	2,33	3,8	3,0	1,21	5,25	2,33	2,9
3 3/4	3	1,19	5,16	1,43	2,27	3,7	2,9	1,18	5,12	2,27	2,9
4	3	1,19	5,16	1,43	2,27	3,7	2,9	1,18	5,12	2,27	2,9
4 1/4	2 7/8	1,18	5,12	1,41	2,24	3,7	2,9	1,17	5,07	2,24	2,8
4 1/2	2 7/8	1,18	5,12	1,41	2,24	3,7	2,9	1,17	5,07	2,24	2,8
4 3/4	2 3/4	1,16	5,02	1,39	2,21	3,6	2,8	1,15	4,98	2,21	2,8
5	2 3/4	1,16	5,02	1,39	2,21	3,6	2,8	1,15	4,98	2,21	2,8
5 1/4	2 5/8	1,14	4,93	1,37	2,17	3,6	2,8	1,13	4,89	2,17	2,7
5 1/2	2 5/8	1,14	4,93	1,37	2,17	3,6	2,8	1,13	4,89	2,17	2,7
5 3/4	2 1/2	1,12	4,84	1,35	2,14	3,5	2,7	1,12	4,84	2,14	2,7
6	2 1/2	1,12	4,84	1,35	2,14	3,5	2,7	1,12	4,84	2,14	2,7

Anmerkung: wie Tabelle 3.

a) Für Bolzengewinde:

Die Hauptkrümmungsradien und der betreffende günstigste Durchmesser für $W1''$ sind aus der Tabelle 2 zu entnehmen.

$$R_1 = +\ 25{,}07 \text{ mm} \qquad 1/R_1 = +\ 0{,}03990 \text{ mm}$$
$$R_2 = -\ 4701{,}67 \text{ mm} \qquad 1/R_2 = -\ 0{,}00021 \text{ mm}$$
$$D = +\ 1{,}7877 \text{ mm} \qquad 2/D = +\ 1{,}11874 \text{ mm}.$$

Damit werden:

$$2(A+B) = +\ 2{,}23748 + 0{,}03990 - 0{,}00021 = +\ 2{,}27717$$

und

$$2(A-B) = +\ 0{,}03990 + 0{,}00021 = +\ 0{,}04011.$$

Aus diesen Werten ergibt sich der Hilfswinkel zu:

$$\cos\tau = \frac{+\ 0{,}04011}{-\ 2{,}27717} = 0{,}01761; \qquad \tau = 88^0\,59'\,26''.$$

Aus der Hertzschen Zahlentafel (S. 194) wird für diesen Hilfswinkel τ durch Extrapolation der Zusatzfaktor gefunden zu:

$$\mu = 1{,}013.$$

Die auf die Gewindeflanke wirkende Komponente des Meßdruckes ist:

$$P = 1{,}083 \text{ kg}.$$

Die Abplattung des kugelförmigen Meßstückes an der Gewindeflanke beträgt nun:

$$M_{FB} = \frac{1}{1{,}013} \cdot 1{,}205 \cdot \sqrt[3]{1{,}083^2 \cdot (2{,}23748 + 0{,}03990 - 0{,}00021)} = 1{,}65\ \mu.$$

Daraus errechnet sich der Gesamtfehler zu:

$$M_{GB} = 4{,}332 \cdot 1{,}65 = 7{,}15\ \mu.$$

Als Einstellkorrektur erhält man für den Berührungsfall

Kugel gegen Kugel: $M_K = 2{,}409 \cdot \sqrt[3]{1/1{,}7877} = 1{,}98\ \mu$

und

Kugel gegen Ebene: $M_E = 3{,}825 \cdot \sqrt[3]{1/1{,}7877} = 3{,}15\ \mu.$

Die endgültigen Meßfehler ergeben sich somit zu:

$$F_{B_1} = 7{,}15 - 1{,}98 = 5{,}17\ \mu$$

und

$$F_{B_2} = 7{,}15 - 3{,}15 = 4{,}00\ \mu.$$

Diese Werte sind zum Meßergebnis hinzuzufügen, da die Messung infolge der Abplattung durch den Meßdruck zu klein ausgefallen ist.

b) Für Muttergewinde:

Die Hauptkrümmungsradien sind in der Größenordnung die gleichen, es sind aber die Vorzeichen entsprechend umzukehren.

$$R_1 = -\ 25{,}07 \text{ mm} \qquad 1/R_1 = -\ 0{,}03990 \text{ mm}$$
$$R_2 = +\ 4701{,}67 \text{ mm} \qquad 1/R_2 = +\ 0{,}00021 \text{ mm}$$
$$D = +\ 1{,}7877 \text{ mm} \qquad 2/D = =\ 1{,}11874 \text{ mm}.$$

Damit werden:

$$2(A+B) = +\ 2{,}23748 - 0{,}03990 + 0{,}00021 = +\ 2{,}19779$$

und

$$2\,(A + B) = -\,0{,}03990 - 0{,}00021 = -\,0{,}04011.$$

Der Hilfswinkel ist nun:

$$\cos\tau = \frac{-\,0{,}04011}{+\,2{,}19779} = -\,0{,}01825; \qquad \tau = 89^0\,57'\,15''; \qquad \mu = 1{,}014.$$

(Das Vorzeichen für $\cos\tau$ kann entsprechend der Hertzschen Zahlentafel unberücksichtigt bleiben.)

Die Komponente des Meßdruckes ist dieselbe:

$$P = 1{,}083 \text{ kg}.$$

Die Abplattung an der Gewindeflanke ist also:

$$M_{FM} = \frac{1}{1{,}014} \cdot 1{,}205 \cdot \sqrt[3]{1{,}083^2 \cdot (2{,}23748 - 0{,}03990 + 0{,}00021)} = 1{,}63\ \mu.$$

Der Gesamtfehler ist somit:

$$M_{GM} = 4{,}332 \cdot 1{,}63 = 7{,}06\ \mu.$$

Die Einstellkorrektur ist:

$$M_E = 3{,}825 \cdot \sqrt[3]{1/1{,}7877} = 3{,}15\ \mu$$

und der endgültige Meßfehler, der am Meßergebnis als negative Korrektur anzubringen ist, wird damit:

$$F_M = 7{,}06 - 3{,}15 = 3{,}91\ \mu.$$

Betrachtet man nun den Berührungsfall Zylinder gegen Gewindeflanke, wie er bei der Dreidraht-Methode vorliegt, so ergibt sich allgemein der folgende Rechnungsgang. Es sind ebenfalls zuerst die Größen $2\,(A + B)$ und $2\,(A - B)$ zu errechnen, um den Hilfswinkel τ und damit den Zusatzfaktor μ aus der Hertzschen Zahlentafel (S. 194) bestimmen zu können.

$$2\,(A + B) = 2/D + 1/R_1 + 1/R_2$$

und

$$2\,(A - B) = \sqrt{(2/D)^2 + 2 \cdot (2/D) \cdot (1/R_1 - 1/R_2) \cdot \cos 2w + (1/R_1 - 1/R_2)^2}$$

$$\cos\tau = \frac{2\,(A - B)}{2\,(A + B)}.$$

In der Formel für $2\,(A - B)$ ist w der Winkel, den die Ebenen der Hauptkrümmungsradien des einen Körpers mit denjenigen des zweiten Körpers bilden. Im vorliegenden Fall ist es demnach der Winkel zwischen der Ebene des Hauptkrümmungsradius R_1 der Gewindeflanke und derjenigen des Kreisquerschnittes des Drahtes. Da nun der Draht in der Gewindeflanke unter dem Steigungswinkel sich einstellt, so kann man in erster Annäherung annehmen, daß der Winkel $w = (90^0 - \varphi)$ beträgt, wobei φ der mittlere Steigungswinkel ist.

Es ist für einige Fälle ($M\,1$; $M\,149$; $W\,{}^1/_4{}''$; $W\,1''$) errechnet worden, welchen Einfluß eine Abweichung dieses Winkels bis zu $\pm\,10^0$ von dem Werte $w = (90^0 - \varphi)$ auf den Hilfswinkel τ und damit auf den Zusatzfaktor μ hat. Diese Rechnungen ergeben, daß selbst im ungünstigsten Fall bei dem größten Steigungswinkel von $5^0\,30'$ ($M\,1$) Abweichungen bis zu $\pm\,10^0$ Änderungen des Zusatzfaktors μ von nur maximal $+\,3{,}19\,{}^0/_0$ bewirken. Es wird also in den Rechnungen für die folgenden Tabellen mit dem Wert $w = (90^0 - \varphi)$ praktisch genügend genau gerechnet. (Das wird auch durch die zum Schluß angeführten Versuche vollkommen bestätigt.)

w	M 1 ($\varphi = 5^0\,30'$)			M 149 ($\varphi = 1^0$)		
	τ	μ	Abw. %	τ	μ	Abw. %
$(90^0 - \varphi)$	32° 50′	2,536		12° 22′	5,705	
+ 2° 30′	32° 57′	2,528	— 0,31	12° 23′	5,700	— 0,08
+ 5°	33° 1′	2,524	— 0,47	12° 21′	5,711	+ 0,11
+ 7° 30′	32° 59′	2,526	— 0,39	12° 18′	5,728	+ 0,40
+ 10°	32° 54′	2,532	— 0,16	12° 13′	5,756	+ 0,89
— 2° 30′	32° 39′	2,549	+ 0,51	12° 21′	5,711	+ 0,11
— 5°	32° 22′	2,568	+ 1,26	12° 19′	5,722	+ 0,30
— 7° 30′	32° 2′	2,590	+ 2,13	12° 15′	5,745	+ 0,70
— 10°	31° 38′	2,617	+ 3,19	12° 9′	5,779	+ 0,13

w	$W\,^1/_4''$ ($\varphi = 4^0\,15'$)			W 1″ ($\varphi = 2^0\,30'$)		
	τ	μ	Abw. %	τ	μ	Abw. %
$(90^0 - \varphi)$	27° 36′	2,929		21° 19′	3,570	
+ 2° 30′	27° 40′	2,923	— 0,21	21° 20′	3,567	— 0,08
+ 5°	27° 41′	2,922	+ 0,24	21° 19′	3,570	+ 0
+ 7° 30′	27° 39′	2,925	— 0,13	21° 15′	3,577	+ 0,20
+ 10°	27° 32′	2,935	+ 0,21	21° 8′	3,592	+ 0,62
— 2° 30′	27° 29′	2,939	+ 0,34	21° 15′	3,577	+ 0,20
— 5°	27° 17′	2,956	+ 0,92	21° 8′	3,592	+ 0,62
— 7° 30′	27° 3′	2,976	+ 1,61	21° 0′	3,610	+ 1,12
— 10°	26° 45′	3,001	+ 2,46	20° 53′	3,635	+ 1,82

Die Komponenten des Meßdruckes sind ebenfalls für metrisches Gewinde:

$$P = P_M$$

und für Whitworth-Gewinde:

$$P = 1{,}083 \cdot P_M .$$

Bei den folgenden Rechnungen wird auch mit einem Meßdruck von 1 kg gerechnet und es ist zu beachten, daß der Meßdruck auf der einen Seite des Gewindes sich auf zwei Drähte verteilt.

Die Abplattung eines Zylinders an der Gewindeflanke errechnet sich allgemein nach der Formel:

$$M_F = \frac{1}{\mu} \cdot 1{,}205 \cdot \sqrt[3]{P^2 \cdot (2/D + 1/R_1 + 1/R_2)}\,\mu .$$

Die Rechnung ist für beide Seiten wegen des verschiedenen Druckes getrennt durchzuführen. M_{F_1} und M_{F_2} sind dann die Abplattungen an der Gewindeflanke, wo die Komponente des vollen Meßdruckes des Instrumentes auf einen bzw. auf zwei Drähte wirkt.

Der Gesamtfehler, der durch das Einsinken infolge des spitzen Flankenwinkels bedingt ist, beträgt dann für metrisches Gewinde:

$$M_G = 2{,}000 \cdot (M_{F_1} + M_{F_2})\,\mu$$

und für Whitworth-Gewinde:

$$M_G = 2{,}166 \cdot (M_{F_1} + M_{F_2})\,\mu .$$

Zu diesem Gesamtfehler kommt nun noch der Fehler hinzu, der durch die Abplattung der Drähte an den ebenen Meßflächen des Instrumentes sich ergibt. Dieser

Fehler kann nach der durch eingehende Versuche des Verfassers gefundenen Beziehung für den Berührungsfall Zylinder zwischen zwei Ebenen berechnet werden.

$$M = 0{,}923 \cdot P/L \cdot \sqrt[3]{1/D}\ \mu .$$

wobei:

M = Abplattung oder Annäherung in μ
P = Druck in kg
L = tatsächlich aufliegende Länge des Zylindes in mm
D = Durchmesser des Zylinders in mm.

Da es sich hier um den Berührungsfall Zylinder gegen eine Ebene handelt und die Summe von beiden Seiten zu berücksichtigen ist, so rechnet die Abplattung zu:

$$M = 0{,}462 \cdot 1{,}5 \cdot P_M \cdot 1/L \cdot \sqrt[3]{1/D}\ \mu .$$

Für die Rechnung in den folgenden Tabellen sei angenommen, daß die Meßflächen der Instrumente den in der Praxis meist gebräuchlichen Durchmesser von 6 mm besitzen. Dann lautet die Formel:

$$M_6 = 0{,}116 \cdot P_M \cdot \sqrt[3]{1/D}\ \mu .$$

Der endgültige Meßfehler beträgt dann:

$$F_D = (M_G + M_6)\ \mu .$$

Dieser Wert ist am Meßergebnis als positive Korrektur anzubringen, da die Messung durch den Meßdruck des Instrumentes zu klein ausfällt. Die Errechnung dieser Meßfehler durch die Abplattung infolge des Meßdruckes ist für metrisches Gewinde und Whitworth-Gewinde durchgeführt worden und in den Tabellen 5 und 6 zusammengestellt.

Anschließend sei die numerische Rechnung an einem Beispiel für ein Whitworth-Gewinde von 1″ Durchmesser durchgeführt. Die Hauptkrümmungsradien und der betreffende günstigste Durchmesser für $W\,1''$ sind aus Tabelle 2 zu entnehmen und es sind, da es sich um Außengewinde handelt, R_1 positiv und R_2 negativ.

$R_1 = +\ 25{,}07$ mm $\quad 1/R_1 = +\ 0{,}03990$ mm
$R_2 = -\ 4701{,}67$ mm $\quad 1/R_2 = -\ 0{,}00021$ mm
$D = +\ 1{,}7877$ mm $\quad 2/D = +\ 1{,}11874$ mm.

Der mittlere Steigungswinkel für $W\,1''$ beträgt $\varphi = 2^0\,30'$, es ist also:

$$\cos 2w = \cos 2\,(90^0 - \varphi) = -\cos 2\varphi = -\cos 5^0.$$

Es sind nun:

$$2\,(A + B) = 1{,}11874 + 0{,}03990 - 0{,}00021 = +\ 1{,}15843,$$

$$2\,(A - B) = \sqrt{1{,}11874^2 + 2 \cdot 1{,}11874 \cdot 0{,}04011 \cdot (-0{,}99619) + 0{,}04011^2} = 1{,}07875.$$

Damit wird:

$$\cos \tau = \frac{1{,}07875}{1{,}15843} = 0{,}93162; \qquad \tau = 21^0\,18'\,38''; \qquad \mu = 3{,}570 .$$

Die Komponenten des Meßdruckes, die auf die Gewindeflanke wirken, sind nun:

$$P_1 = 1{,}083 \cdot 1 \quad = 1{,}083 \text{ kg}$$

und

$$P_2 = 1{,}083 \cdot 0{,}5 = 0{,}541 \text{ kg}.$$

Damit werden die Abplattungen:

$$M_{F_1} = \frac{1{,}205}{3{,}570} \cdot \sqrt[3]{1{,}083^2 \cdot (1{,}11874 + 0{,}03990 - 0{,}00021)} = 0{,}374\ \mu$$

und

$$M_{F_2} = \frac{1{,}205}{3{,}570} \cdot \sqrt[3]{0{,}541^2 \cdot (1{,}11874 + 0{,}03990 - 0{,}00021)} = 0{,}196\ \mu .$$

Der Gesamtfehler ist nun:

$$M_G = 2{,}166 \cdot (0{,}374 + 0{,}196) = 1{,}235\ \mu .$$

Tabelle 5. Meßfehler durch Abplattung beim Messen von metrischen Gewinden nach der Dreidraht-Methode mit Drähten vom günstigsten Durchmesser bei 1 kg Meßdruck und 6 mm Meßflächendurchmesser.

d mm	h mm	D mm	M_{F_1} μ	$M_{F_{c,5}}$ μ	M_G μ	M_6 μ	F_D μ
1	0,25	0,1437	1,173	0,739	3,824	0,221	4,05
1,2	0,25	0,1437	1,078	0,679	3,514	0,221	3,74
1,4	0,3	0,1725	0,983	0,619	3,204	0,208	3,41
1,7	0,35	0,2013	0,960	0,604	3,128	0,198	3,33
2	0,4	0,2303	0,904	0,570	2,948	0,189	3,14
2,3	0,4	0,2303	0,847	0,533	2,760	0,181	2,95
2,6	0,45	0,2592	0,811	0,511	2,644	0,175	2,83
3	0,5	0,2880	0,810	0,510	2,642	0,165	2,82
3,5	0,6	0,3456	0,729	0,459	2,376	0,156	2,54
4	0,7	0,4032	0,702	0,442	2,288	0,153	2,44
4,5	0,75	0,4321	0,670	0,422	2,184	0,149	2,34
5	0,8	0,4610	0,645	0,406	2,102	0,144	2,35
5,5	0,9	1,5185	0,624	0,393	2,034	0,139	2,18
6	1	0,5763	0,605	0,381	1,972	0,139	2,11
7	1	0,5763	0,571	0,360	1,862	0,129	2,00
8	1,25	0,7205	0,548	0,345	1,786	0,129	1,92
9	1,25	0,7205	0,522	0,329	1,702	0,121	1,83
10	1,5	0,8648	0,491	0,310	1,602	0,121	1,72
11	1,5	0,8648	0,491	0,309	1,600	0,115	1,72
12	1,75	1,0087	0,480	0,303	1,566	0,110	1,68
14	2	1,1531	0,452	0,285	1,474	0,110	1,58
16	2	1,1531	0,426	0,269	1,390	0,102	1,49
18	2,5	1,4417	0,556	0,287	1,486	0,102	1,59
20	2,5	1,4417	0,454	0,286	1,480	0,102	1,58
22	2,5	1,4417	0,429	0,270	1,398	0,096	1,50
24	3	1,7303	0,393	0,248	1,282	0,096	1,38
27	3	1,7303	0,357	0,225	1,164	0,092	1,26
30	3,5	2,0189	0,345	0,218	1,126	0,092	1,22
33	3,5	2,0189	0,327	0,206	1,066	0,088	1,16
36	4	2,3075	0,338	0,213	1,102	0,088	1,19
39	4	2,3075	0,305	0,192	0,994	0,084	1,08
42	4,5	2,5961	0,308	0,194	1,004	0,084	1,09
45	4,5	2,5961	0,297	0,187	0,968	0,081	1,05
48	5	2,8847	0,291	0,183	0,948	0,081	1,03
52	5	2,8847	0,283	0,179	0,924	0,079	1,01
56	5,5	3,1734	0,273	0,173	0,892	0,079	0,97
60	5,5	3,1734	0,265	0,167	0,864	0,077	0,94
64	6	3,4631	0,256	0,161	0,834	0,077	0,91
68	6	3,4631	0,251	0,158	0,818	0,077	0,89
72	6	3,4631	0,245	0,154	0,798	0,077	0,87
76	6	3,4631	0,239	0,150	0,778	0,077	0,85
80	6	3,4631	0,232	0,146	0,756	0,077	0,83
84	6	3,4631	0,228	0,144	0,744	0,077	0,82
89	6	3,4631	0,220	0,139	0,718	0,077	0,79
94	6	3,4631	0,216	0,136	0,704	0,077	0,78
99	6	3,4631	0,210	0,132	0,684	0,077	0,76
104	6	3,4631	0,205	0,129	0,668	0,077	0,74
109	6	3,4631	0,202	0,127	0,658	0,077	0,73
114	6	3,4631	0,198	0,125	0,646	0,077	0,72
119	6	3,4631	0,194	0,122	0,632	0,077	0,71
124	6	3,4631	0,193	0,121	0,628	0,077	0,70

Tabelle 5. Fortsetzung.

d mm	h mm	D mm	M_{F_1} μ	$M_{F_{0,5}}$ μ	M_G μ	M_6 μ	F_D μ
129	6	3,4631	0,189	0,119	0,616	0,077	0,69
134	6	3,4631	0,185	0,117	0,604	0,077	0,68
139	6	3,4631	0,181	0,114	0,590	0,077	0,66
144	6	3,4631	0,179	0,113	0,584	0,077	0,66
149	6	3,4631	0,176	0,111	0,574	0,077	0,63

Anmerkung: Die Korrektion F_D ist positiv. Bei anderem Meßdruck P und Meßflächendurchmesser L sind die Werte für M_G mit $P^{2/3}$ und die Werte für M_6 mit $\frac{6 \cdot P}{L}$ zu multiplizieren.

Tabelle 6. Meßfehler durch Abplattung beim Messen von Whitworth-Gewinden nach der Dreidraht-Methode mit Drähten vom günstigsten Durchmesser bei 1 kg Meßdruck und 6 mm Meßflächendurchmesser.

d Zoll	z Gg/1″	D mm	M_{F_1} μ	$M_{F_{0,5}}$ μ	M_G μ	M_6 μ	F_D μ
1/4	20	0,7136	0,626	0,327	2,064	0,129	2,19
5/16	18	0,7935	0,571	0,299	1,882	0,125	2,01
3/8	16	0,8930	0,534	0,279	1,761	0,120	1,88
7/16	14	1,0207	0,508	0,266	1,677	0,115	1,79
1/2	12	1,1906	0,486	0,254	1,603	0,109	1,71
5/8	11	1,2996	0,444	0,232	1,464	0,106	1,57
3/4	10	1,4300	0,415	0,216	1,367	0,103	1,47
7/8	9	1,5891	0,392	0,205	1,292	0,099	1,39
1	8	1,7877	0,374	0,196	1,235	0,095	1,33
1 1/8	7	2,0434	0,361	0,189	1,192	0,091	1,28
1 1/4	7	2,0434	0,343	0,179	1,131	0,091	1,22
1 3/8	6	2,3841	0,336	0,176	1,109	0,087	1,20
1 1/2	6	2,3841	0,321	0,168	1,059	0,087	1,14
1 5/8	5	2,8608	0,318	0,166	1,048	0,082	1,13
1 3/4	5	2,8608	0,306	0,160	1,009	0,082	1,09
1 7/8	4 1/2	3,1790	0,302	0,158	0,996	0,079	1,08
2	4 1/2	3,1790	0,292	0,153	0,964	0,079	1,04
2 1/4	4	3,5768	0,281	0,147	0,927	0,076	1,00
2 1/2	4	3,5768	0,267	0,140	0,882	0,076	0,96
2 3/4	3 1/2	4,0882	0,259	0,136	0,856	0,072	0,93
3	3 1/2	4,0882	0,248	0,130	0,819	0,072	0,89
3 1/4	3 1/4	4,4032	0,240	0,125	0,791	0,071	0,86
3 1/2	3 1/4	4,4032	0,233	0,122	0,769	0,071	0,84
3 3/4	3	4,7704	0,229	0,120	0,756	0,069	0,83
4	3	4,7704	0,220	0,115	0,726	0,069	0,80
4 1/4	2 7/8	4,9783	0,217	0,113	0,715	0,068	0,78
4 1/2	2 7/8	4,9783	0,212	0,111	0,700	0,068	0,77
4 3/4	2 3/4	5,2048	0,210	0,110	0,693	0,067	0,76
5	2 3/4	5,2048	0,204	0,106	0,672	0,067	0,74
5 1/4	2 5/8	5,4529	0,201	0,105	0,663	0,066	0,73
5 1/2	2 5/8	5,4529	0,194	0,101	0,639	0,066	0,71
5 3/4	2 1/2	5,7256	0,188	0,100	0,624	0,065	0,69
6	2 1/2	5,7256	0,185	0,099	0,615	0,065	0,68

Anmerkung: wie Tabelle 5.

Zu diesem Wert kommt nun noch die Abplattung der Drähte an den Ebenen der Meßflächen (6 mm) des Instrumentes hinzu:

$$M_6 = 0{,}116 \cdot 1 \cdot \sqrt[3]{1/1{,}7877} = 0{,}095\ \mu.$$

Der endgültige Meßfehler, der am Meßergebnis als positive Korrektur berücksichtigt werden muß, ist dann:

$$F_D = 1{,}235 + 0{,}095 = 1{,}330\ \mu.$$

Zum Schluß sei nochmals betont, daß die Formeln und damit die errechneten Korrekturen für die Berührung von Körpern aus Stahl Geltung haben, bei denen der Elastizitätsmodul (E) ungefähr $2 \cdot 10^6$ kg cm^{-2} und die Poissonsche Konstante (m) ungefähr 0,3 betragen.

Bei allen Rechnungen wurde der Einfluß der Reibung beim Einsinken der Meßstücke infolge der Abplattung an der Gewindeflanke nicht mit berücksichtigt, da er der rechnerischen Behandlung nicht mit genügender Genauigkeit zugänglich ist. Bei Abplattungsversuchen[1]) an Kugeln und Stahldrähten in einer Nut von 60° zeigten sich Abweichungen von maximal — 7,51% bei Kugeln und — 5,43% bei Zylindern. Da beim Meßvorgang die Reibungskräfte durch die Handhabung der Instrumente zum Teil ausgelöst werden, wird man Abweichungen bis zu ungefähr — 7,5 % als Maximalwerte annehmen können.

Es wurden anschließend Versuche durchgeführt, um die Ergebnisse der Rechnung zu kontrollieren. Dabei wurde so vorgegangen, daß der Flankendurchmesser eines Gewindelehrdornes nach der Dreidrahtmethode bei verschiedenen Meßdrücken und unter sonst gleichen Bedingungen festgestellt wurde. Das heißt, es wurde das Flankenmaß an den gleichen Stellen des Gewindelehrdornes ermittelt und bei allen Versuchen wurden die gleichen Meßdrähte und dieselben Endmaße zur Einstellung der Meßgeräte

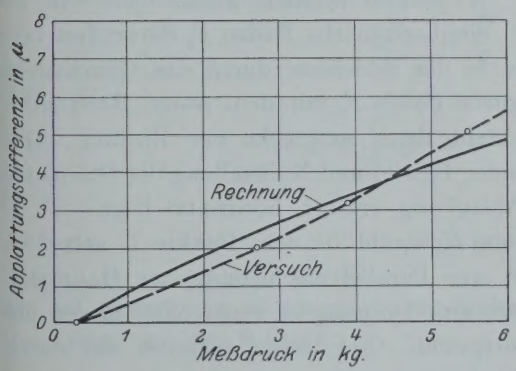


Abb. 3.

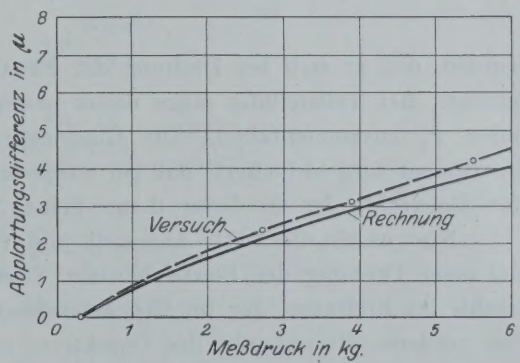


Abb. 4.

benutzt. Die Beobachtungsfehler wurden durch mehrmalige Durchführung der einzelnen Messungen und Mittelwertbildung weitgehend verringert. Die Versuche wurden bei vier verschiedenen Meßdrücken von 0,3, 2,7, 3,9 und 5,5 kg an zwei Gewindelehrdornen M 20 und W 1″ mit Meßdrähten von 1,43 mm Durchmesser durchgeführt. Die Ergebnisse sind in den Diagrammen Abb. 3 und Abb. 4 wiedergegeben.

In den Diagrammen sind als Abszissen die Meßdrücke und als Ordinaten die Differenzen aufgetragen, die durch die Abplattung bei wachsenden Meßdrücken bedingt sind. Diese Versuchswerte sind den Ergebnissen gegenübergestellt, die nach dem vorstehenden Rechnungsgang ermittelt wurden. Die Versuche ergeben eine gute Bestätigung der Theorie, da die maximalen Abweichungen innerhalb ± 0,0005 mm liegen.

[1]) H. Bochmann, a. a. O.

Eine neue optische Teilstricheinstellvorrichtung an Feinnivellieren.

Von
Dipl.-Ing. **Hans Heckmann** in Mannheim.

Im Vermessungswesen macht sich immer mehr ein Bedürfnis nach möglichst handlichen Instrumenten geltend, die mit dem Vorteile geringen Gewichts den universaler Verwendbarkeit verbinden und bei alledem gestatten, ein Höchstmaß an Genauigkeit zu erreichen. Sie sollen ein rasches Fortschreiten und somit eine Verbilligung der Vermessungsarbeiten ermöglichen. Trotz aller Verfeinerungen müssen die Instrumente aber einfach in Handhabung und Justierung bleiben und dürfen nicht an Widerstandsfähigkeit einbüßen.

Im folgenden sei eine Neuerung an Feinnivellieren beschrieben, die, ohne das Instrument in irgendeiner Hinsicht merklich zu beschweren, ermöglicht, Genauigkeit und Geschwindigkeit der Messungen zu einem Höchstmaße zu steigern.

Es handelt sich um eine Vorrichtung mit der bei einspielender Libelle ein dem Instrumentenhorizont nahegelegener Teilstrich der Nivellierlatte angezielt werden kann, worauf der Abstand des Teilstriches vom Instrumentenhorizont in Längeneinheiten in vergrößertem Maßstabe abgelesen wird.

Schematisch ist die Vorrichtung im senkrechten Schnitt in Abb. 1 dargestellt.

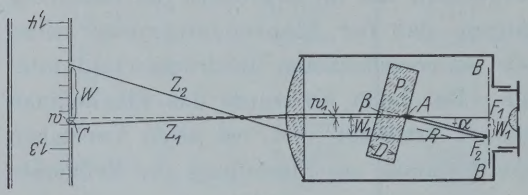


Abb. 1.

In das Fernrohr ist zwischen Objektiv und Fadenkreuz eine planparallele Glasplatte P eingebaut, die mit Hilfe einer Feinbewegungsschraube um eine zur Ziellinie senkrecht stehende horizontale Achse A gedreht werden kann. Mit ihr ist ein horizontaler Faden F_2 derart fest verbunden, daß er sich bei Drehung der Platte in der Bildebene durch das Gesichtsfeld bewegt. Bei Nullstellung möge dieser bewegliche Faden F_2 mit dem festen Horizontalfaden F_1 zusammenfallen. Die Glasplatte steht dann senkrecht zur Ziellinie. Das Instrument wird so justiert, daß bei einspielender Libelle und Nullstellung der Glasplatte der Zielstrahl, der in dieser Lage keine Ablenkung erfährt, horizontal liegt.

Nun werde die Latte angezielt und vom Zielstrahl in dem Punkte C getroffen. Bei einer Drehung der Platte bewirkt diese eine Parallelverschiebung des Hauptzielstrahls im Bildraum, der im Gegenstandsraum eine Drehung in senkrechter Ebene um den vorderen Brennpunkt des Objektives entspricht. Gleichzeitig schreitet der durch den Faden F_2 bestimmte achsparallele Strahl rasch in entgegengesetzter Richtung auf der Latte fort. Die Platte kann so weit gedreht werden, bis der Hauptzielstrahl den nächstunteren Teilstrich trifft.

Wie aus Abb. 1 ersichtlich, gilt $\frac{w}{W} = \frac{w_1}{W_1}$ für das Verhältnis zwischen dem Weg w des Hauptzielstrahles und dem Abstand W beider Zielstrahlen auf der Latte.

Es ist aber

$$w_1 = D \cdot (\tan\alpha - \tan\beta) \cdot \cos\alpha.$$

Bedenkt man, daß

$$\sin\beta = n \sin\alpha,$$

wobei n der Brechungskoeffizient Glas—Luft ist, so wird

$$w_1 = D \cdot \sin\alpha \cdot \left(1 - n \frac{\cos\alpha}{\cos\beta}\right).$$

Ebenso ist

$$W_1 = R \cdot \sin \alpha.$$

Hieraus folgt

$$\frac{w_1}{W_1} = \frac{D}{R}\left(1 - n\,\frac{\cos\alpha}{\cos\beta}\right). \qquad 1)$$

Für kleine Werte von α gilt als gute Näherung:

$$\frac{w}{W} = \frac{w_1}{W_1} = \frac{D}{R}(1 - n). \qquad 2)$$

Wird durch geeignete Wahl von D und R das Verhältnis $\frac{w}{W} = \frac{1}{10}$ gemacht, so ist $w = \frac{W}{10}$. Dies gilt unabhängig von der Optik des Instrumentes und von der Entfernung der Latte und findet bei der genauen Messung von w Verwendung.

Bei einspielender Libelle wird der dem Zielstrahl nächstgelegene Teilstrich durch Drehen der Glasplatte angezielt und hierauf die Entfernung dieses Striches vom Instrumentenhorizont in zehnfacher Vergrößerung als Abstand der beiden Horizontalfäden abgelesen. Abb. 2 zeigt das Gesichtsfeld eines mit der Vorrichtung versehenen Instrumentes in Nullstellung, Abb. 3 in Ablesestellung.

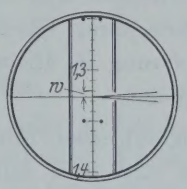


Abb. 2.

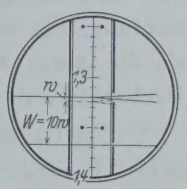


Abb. 3.
Ablesung: 1,3248 m.

Es interessiert, welcher Fehler durch die Vernachlässigung des Koeffizienten $\frac{\cos\alpha}{\cos\beta}$ entsteht.

Aus Gleichung 1 und 2 folgt

$$w = W\,\frac{D}{R}\left(1 - n\,\frac{\cos\alpha}{\cos\beta}\right)$$

oder

$$w = W\,\frac{D}{R}(1 - n) + W\,\frac{D}{R}\,n\left(1 - \frac{\cos\alpha}{\cos\beta}\right).$$

Es sei:

$$w' = W\,\frac{D}{R}(1 - n)$$

der auf Grund von Gleichung 2) ermittelte Abstand.

Dann ist der Fehler

$$F = w' - w = W\,\frac{D}{R}\,n\left(1 - \frac{\cos\alpha}{\cos\beta}\right).$$

Wird in obiger Gleichung für W der bei Messung eines vollen 1 cm-Intervalles auftretende größte Wert von 100 mm und n Glas—Luft rund zu 0,66.. eingesetzt und berücksichtigt, daß

$$\frac{D}{R}(1 - n) = \frac{w}{W} = \frac{1}{10}$$

ist, so ergibt sich

$$F = 20\left(1 - \frac{\cos\alpha}{\cos\beta}\right).$$

Für $\alpha = 4^0$ erhält man beispielsweise $F = 0{,}026$ mm. Dies ist eine Größe, die wesentlich unter den sonstigen unvermeidlichen Fehlern beim Nivellieren bleibt und deren Vernachlässigung selbst bei höchsten Genauigkeitsanforderungen keinen Nachteil

bringt. Durch geeignete Dimensionierung der Vorrichtung kann der Drehungswinkel der Platte für alle vorkommenden Fälle leicht unter 4^0 gehalten werden und wird bei mittleren und langen Zielweiten stets erheblich geringer bleiben.

Zweckmäßig wird die Vorrichtung bei der Herstellung durch Verändern des Drehungshalbmessers R scharf auf das Verhältnis 1:10 abgestimmt, worauf es keiner späteren Nachjustierung bedarf, da mit einer Veränderung von Plattendicke oder Drehungshalbmesser, welche allein das Multiplikationsverhältnis bestimmen, nicht zu rechnen ist.

Die starre Verbindung zwischen Glasplatte und Ablesemarke F_2 macht jeglichen Übertragungsfehler unmöglich. Als einzige innere Fehlerursache käme ein Schlottern der Platte in ihrer Achse in Frage, das aber bei sachgemäßer Herstellung in engen Grenzen bleibt, so daß keine merklichen Fehler zu erwarten sind. Der einfache Aufbau und die geschützte Lage bieten Gewähr für ein fehlerfreies Arbeiten der Vorrichtung, die neben ihrer Unempfindlichkeit und Handlichkeit den Vorteil hat, daß sie die ganze Ablesung in übersichtlicher Weise in einem Gesichtsfelde dem Auge des Beobachters darbietet.

Die Genauigkeit einer Einzelablesung hängt von dem Zielfehler m_z des verwendeten Fernrohres und dem mittleren Horizontierungsfehler m_h der Libelle ab. Bei einer Zielweite von s Metern wird der mittlere Fehler einer Einzelablesung

$$m_a = \pm \frac{s}{\varrho} \sqrt{m_z^2 + m_h^2}. \qquad 3)$$

Im Falle der Verwendung einer Keilstrichmarke, wie sie in Abb. 2 und 3 dargestellt ist, kann der Zielfehler sehr gering gehalten werden. Bei einem Instrument mit leistungsfähiger Optik und guter Libelle dürfen wir wohl m_z wie auch m_h zu $\pm 0{,}5''$ veranschlagen. Für eine mittleren Zielweite von 50 m findet man durch Einsetzen der genannten Werte in Gleichung 3) $m_a = \pm$ 0,17 mm. Ein Kilometer-Nivellement erfordert bei der angegebenen Zielweite 20 Ablesungen. Werden, wie bei Feinnivellements üblich, zur Standpunktskontrolle und zum Ausgleich der vom Einsinken des Instrumentes herrührenden Fehler in Vorblick wie Rückblick Doppelablesungen ausgeführt, so ist der mittlere Kilometerfehler $m_k = m_a \sqrt{10} = \pm$ 0,54 mm. Die obigem Genauigkeitsvoranschlag zugrunde gelegten Werte von m_z und m_h sind verhältnismäßig groß, so daß angenommen werden kann, daß ein geschulter Beobachter einen wesentlich geringeren mittleren Kilometerfehler erzielen kann.

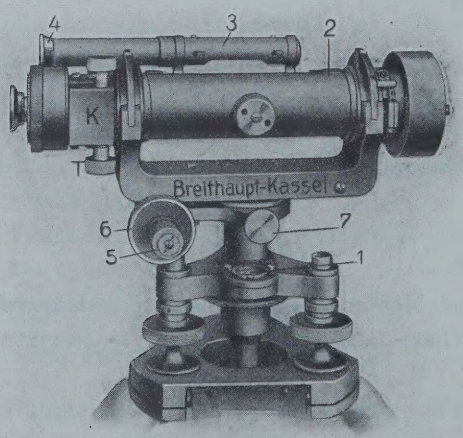


Abb. 4.

Bei Messungen mit der Vorrichtung können Latten mit 1-cm-Teilung ebensogut wie solche mit 0,5-cm-Teilung Verwendung finden. Werden Latten mit 1-cm-Teilung verwendet, so kann ohne erhebliche Verringerung der Genauigkeit mit besonders handlichen Instrumenten von mittlerer Vergrößerung gearbeitet werden. Das 1-cm-Intervall bleibt bei großen Zielweiten auch für mittlere Vergrößerungen deutlich sichtbar,

während der die Genauigkeit bestimmende Zielfehler nicht der abnehmenden Vergrößerung entsprechend wächst.

Obigen Gedanken folgend, bringt die Firma F. W. Breithaupt & Sohn in Kassel neben einem hochleistungsfähigen 40fach vergrößernden Feinnivellier noch ein besonders handliches mit 30facher Vergrößerung auf den Markt, das in Abb. 4 dargestellt ist. Der am Okularende angeordnete Kasten K birgt die Bewegungsvorrichtung der Glasplatte, die mit Hilfe der Feinstellschraube T betätigt wird. Trotz seines geringen Gewichts dürfte das Instrument den höchsten Genauigkeitsansprüchen gewachsen sein.

An dieser Stelle möchte ich nicht versäumen, der Firma F. W. Breithaupt & Sohn für ihr bereitwilliges Entgegenkommen bei der Verwirklichung des oben geschilderten Gedankens meinen Dank auszusprechen. Die neue Vorrichtung ist zum Patent angemeldet. Möge sie sich in der Praxis bewähren und dem Vermessungsfachmanne seine Arbeit erleichtern.

Bücherbesprechungen.

Die preußische Landesvermessung. Hauptdreiecke. Neue Folge. 2. Teil: A. Das Ostpreussische Hauptdreiecksnetz, B. Das Vergrößerungsnetz bei Gumbinnen. Gemessen und bearbeitet von der Trigonometrischen Abteilung des Reichsamts für Landesaufnahme. IX und 267 S. Mit 19 Skizzen. Berlin 1927. Im Selbstverlage.

Das ostpreußische Hauptdreiecksnetz wurde in den Jahren 1897 bis 1904 erkundet; die erforderlichen Signalbauten — es kamen abgefangene Pfeiler, Hängepfeiler und Sockelpfeiler zur Anwendung — wurden 1902 bis 1906 ausgeführt. Zu den in den Jahren 1903 bis 1908 durchgeführten Beobachtungen wurden 27 cm = Theodolite verwendet. Die Beobachtungen bei den Hauptpunkten wurden durchweg mit Heliotroplicht ausgeführt. Die Messung der Winkel erfolgte kombinationsweise. Der aus den Schlußfehlern der 42 Dreiecke nach der internationalen Näherungsformel berechnete mittlere Winkelfehler beträgt nicht ganz $\pm 0{,}3''$.

Die nahezu 6 km lange Grundlinie bei Gumbinnen wurde im Juli 1906 gemessen. Die Messung ist insofern interressant als die Grundlinie mit dem Meßapparat von Bessel und mit dem nach Jäderin gemessen wurde; der Trigonometrischen Abteilung bot sich dabei die erste Gelegenheit zu einem Vergleich der beiden Apparate.

Zur Beurteilung der inneren oder relativen Genauigkeit der Messungen wurde für beide Apparate der mittlere Fehler der einmaligen Messung einer 1 km langen Strecke berechnet; dieser ist bei dem Besselschen Apparat $\pm$ 1,29 mm und bei dem Jäderinschen — den drei benützten Drähten entsprechend — $\pm$ 1,21 mm, $\pm$ 2,30 mm und $\pm$ 1,95 mm. Ein Vergleich dieser Zahlen zeigt, daß die innere Genauigkeit der Messungen mit dem Jäderinapparat derjenigen mit dem Besselapparat nahezu gleich kommt.

Der Unterschied zwischen den mit den beiden Apparaten ermittelten Werten für die Länge der rund 6 km langen Grundlinie beträgt 44 mm. Mit Rücksicht auf das „Mißtrauen", das man vor 20 Jahren der noch wenig erprobten Messung mit Invardrähten entgegenbrachte, wurde der mit dem Besselapparat bestimmte Wert allein berücksichtigt. Auf Grund der inzwischen gemachten Erfahrungen ist die Trigonometrische Abteilung heute der Ansicht, „daß der wahre Wert der Grundlinie bei Gumbinnen näher am Jäderinergebnis als am Besselergebnis liegt".

Von Interesse sind die Mitteilungen über elf, in den Jahren 1905 bis 1922 bestimmte Eichwerte von drei Invardrähten. In der Übersicht auf der Seite 227 sind die unter den Nummern 6, 7 und 8 angegebenen Werte um je 0,03 mm deshalb zu groß, weil zu ihrer Berechnung die Länge der Potsdamer Grundstrecke mit 240,02028 angenommen wurde;[1]) die unter den Nummern 8 und 11 angeführten Eichwerte der beiden Drähte 37 und 38 stimmen dann vollständig überein. *P. W.*

[1]) Vgl. P. Werkmeister, Bericht über drei Grundlinienmessungen. Zeitschr. f. Verm. 1923. S. 402.

J. Bonsdorff, Verhandlungen der in Riga vom 20. bis 23. Mai 1927 abgehaltenen dritten Tagung der baltischen geodätischen Kommission. Helsinki 1928.

Auf der dritten Tagung der baltischen geodätischen Kommission wurde in bezug auf Grundlinienmessungen beschlossen, daß im Sommer 1929 die sieben, über den Ostseering gleichmäßig verteilten Grundlinien Öland, Uppland, Hanko, Ösel, Schweckznie, Schubin, und Loland mit denselben vier Invardrähten und von denselben vier Beobachtern gemessen werden sollen. Zur Feststellung von Veränderungen in den Längen der Drähte soll, wenn möglich, die Grundlinie auf Öland vor und nach der Messung der sechs anderen Grundlinien gemessen werden; auch die Messung der Versuchsgrundlinie bei Helsinki ist vorgesehen. Die Drähte sollen vor und nach den Messungen in Breteuil geeicht werden. Es ist in Aussicht genommen, daß jede Grundlinie mit jedem Draht in einem Zuge hin und zurück gemessen wird.

Im Anschluß an die Besprechung der beabsichtigten Grundlinienmessungen berichteten J. Bonsdorff über den „Einfluß der Beobachter auf die Ergebnisse der Basismessungen mit Invardrähten" und K. Rosén über „Die persönlichen Gleichungen bei Basismessungen auf Öland im Jahre 1921"; der erstere kommt dabei zu dem Ergebnis, daß der Einfluß der Beobachter etwa 0,5 mm für einen Kilometer nicht übersteigt.

E. Kohlschütter sprach in zwei, in den „Verhandlungen" im Drucke erschienenen Vorträgen über die Entwicklung der Pendelformen für relative Schweremessungen seit R. von Sterneck und über den neuen Pendelapparat des Preußischen Geodätischen Instituts. Der von dem Institutsmechaniker Fechner gebaute neue Pendelapparat hat ein Topfstativ mit seitlich angeschraubten Konsolen zur Aufnahme von vier Pendeln; der Apparat weist verschiedene, nach den Angaben von E. Brennecke angebrachte Neuerungen auf, die auf Grund von zwei, aus den gemachten Erfahrungen sich ergebenden Forderungen entstanden. Nach der einen Forderung soll der Apparat so beschaffen sein, daß man beliebig viele Sätze von Pendelbeobachtungen auf einer Station ausführen kann, ohne sen Topf öffnen zu müssen. Die zweite Forderung ergibt sich aus dem von Furtwängler und Vening-Meinesz entwickelten Verfahren, bei dem zwei Pendel gleichzeitig gegeneinander schwingen; die führte zu einer Einrichtung, bei der die Pendel mit einer für jedes Pendel einzeln einstellbaren Amplitude und mit einem bestimmten Phasenunterschied von nahezu 180° in Bewegung gesetzt werden können.

J. F. Chantelon berichtet über die Längenbestimmungen der dänischen Gradmessung; er beschreibt dabei insbesondere einen an den benützten Bambergschen Instrumenten neu angebrachten „Autoregistrierungsmechanismus" zur Bewegung des Fadens des Repsoldschen Mikrometers. Die Einrichtung besteht in der Hauptsache aus einem von einer Acht-Volt-Batterie getriebenen Motor, dessen Bewegungen auf zwei „Deklinationsscheiben" und von diesen auf das Mikrometer übertragen werden. Die Geschwindigkeit der Scheiben kann mit einer besonderen Vorrichtung so eingestellt werden, daß sie nahezu derjenigen des in Frage kommenden Sternes gleichkommt; die genaue Einstellung der Geschwindigkeit der Scheiben und damit des Fadens kann mit Hilfe eines Differentialmechanismus vorgenommen werden, so daß die Einstellung des Sternes jederzeit berichtigt werden kann.

P. W.

U. Pesonen, Relative Bestimmungen der Schwerkraft auf den Dreieckspunkten der südfinnischen Triangulation in den Jahren 1924—1925. Helsinki 1927. Veröffentl. d. Finn. Geodät. Inst. Nr. 9.

Der bei den Messungen benutzte Pendelapparat ist ein Vierpendelapparat der üblichen, auf R. von Sterneck zurückgehenden Art; er wurde zusammen mit dem Koinzidenzapparat im Jahre 1922 von dem Institutsmechaniker M. Fechner in Potsdam hergestellt. Außer den mit dem Apparat gelieferten vier Halbsekundenpendel aus Messing wurden bei den Messungen noch vier im Jahr 1923 von dem Mechaniker Quarnberg in Helsinki gefertigte Halbsekundenpendel aus Nickelstahl verwendet. Als Koinzidenzuhr diente eine von Strasser & Rohde hergestellte Sekundenpendeluhr, die sich offenbar gut bewährt hat. Der mit einer Rahmenantenne ausgestattete Empfangsapparat ist ein Telefunkenfabrikat.

Bei der Konstantenbestimmung ergab sich für die gemeinsame Temperaturkonstante der Messingpendel $(48{,}47 \pm 0{,}27) \times 10^{-7}$ sec und für die gemeinsame Temperaturkonstante der Invar-

pendel $(1{,}82 \pm 0{,}02) \times 10^{-7}$ sec. Im Anschluß an die Berechnung dieser Werte wurden die Pendel auf Grund der Differenzen der Schwingungszeiten auf Längenänderungen untersucht; dabei konnten bei den Messingpendeln und bei drei Invarpendeln keine Veränderungen festgestellt werden, bei dem einen Invarpendel scheint jedoch eine plötzliche Längenänderung eingetreten zu sein. Auch auf Grund der Ergebnisse der Feldbeobachtungen von 1924 wurde eine Untersuchung der Pendellängen vorgenommen; es zeigte sich, daß bei den Pendeln keine systematischen gegenseitigen Längenveränderungen stattgefunden haben. Die Untersuchung der Pendellängen an Hand der Feldbeobachtungen von 1925 ergab, daß bei den Messingpendeln keine systematischen gegenseitigen Längenänderungen vorgekommen sind; dagegen zeigten sich zwischen zwei Stationen wesentliche Änderungen in den Differenzen der Schwingungszeiten der Invarpendel. Die Ursache dieser Veränderungen konnte noch nicht festgestellt werden.

Für den mittleren Fehler des Schwereunterschiedes zwischen der Bezugsstation Helsinki und einer Feldstation berechnet der Verfasser den Wert $\pm 0{,}001$ cm sec^{-2}. *P. W.*

K. Oltay, Die Genauigkeit der Lotabweichungsbestimmungen mit der Eötvösschen Drehwage. Budapest 1927. (Geodätische Arbeiten der Baron R. v. Eötvösschen geophysischen Forschungen.)

Die Genauigkeitsuntersuchungen wurden in der Weise durchgeführt, daß die mit der Drehwage bestimmten Werte der Lotabweichung mit den auf astronomisch-geodätischem Wege ermittelten Werten verglichen wurden. Bei sechs Punkten, für die die Lotabweichungen im Meridian bestimmt wurden, betragen die Unterschiede der beiden entsprechenden Werte $-0{,}5$, $-0{,}3$, $-0{,}1$, $+0{,}4$, $-0{,}6$ und $+0{,}7''$. Beachtet man, daß die astronomisch-geodätisch bestimmten Werte einen mittleren Fehler von rund $\pm 0{,}2''$ haben, so kann die Übereinstimmung der Wertepaare als befriedigend bezeichnet werden. Bei einem auf die zwei Arten bestimmten Werte der Lotabweichung im ersten Vertikal ergab sich ein Unterschied von $+0{,}2''$; da der mittlere Fehler der astronomisch- geodätischen Bestimmung $\pm 0{,}25''$ ist, so ist die Übereinstimmung als günstig zu bezeichnen.

Die angestellte Untersuchung stellt einen wertvollen Beitrag vor zur Beurteilung der Genauigkeit der mit der Drehwage ausgeführten Lotabweichungsbestimmungen. *P.W.*

Boletim Meteorologico, Anno 1922, Meteorologisches Jahrbuch für das Jahr 1922, 4. III. 191 S. mit 13 Karten, Rio de Janeiro, 1927.

Für die Herausgabe des vorliegenden Meteorologischen Jahrbuches für Brasilien und für das Jahr 1922 zeichnet der Direktor des Meteorologischen Zentralinstituts in Rio de Janeiro, Sampaio Ferraz.

In seinem ersten Teil enthält das Jahrbuch die im Laufe des Jahres 1922 von dem Zentralinstitut selbst gewonnenen Beobachtungen. Nach einer Aufzählung des an der am 14. Juli verlegten Beobachtungsstelle benutzten Instrumentariums wird eine Zusammenstellung über die Regenverhältnisse in ausführlicher tabellarischer Übersicht gegeben. Eine weitere Tabelle dient der Übersicht über den Zeitraum von 1851 bis 1922. Ebenso ausführlich werden die Zahlen für die stündliche Sonnenscheindauer mitgeteilt. Daß die erwähnten Elemente im Vordergrund des Interesses stehen, ist sehr begreiflich. Weiter sind die Zahlen für die mittlere stündliche Variation der Temperatur, der Feuchtigkeit und des Windes, ebenso die Häufigkeitszahlen der stündlichen und täglichen Änderung der Temperatur und der relativen Feuchtigkeit gegeben.

Es folgen dann im zweiten Teile des Buches die meteorologischen Beobachtungen von einer größeren Anzahl regelmäßig beobachtender Stationen, deren Koordinaten zunächst gegeben werden. Hierauf sind die Beobachtungen einer Reihe von Hilfsstationen aufgeführt, die hauptsächlich Regenbeobachtungen betreffen.

Den Schluß des Textes bilden Angaben über hydrometrische Beobachtungen am Rio Parahyba und Beobachtungen über die meteorologischen Verhältnisse in dessen Tal.

Auf 13 Karten werden die monatliche und die Jahresregenmenge des gesamten Beobachtungsgebietes sehr übersichtlich mitgeteilt. Aus den Karten wird ersichtlich, daß etwa die Hälfte Brasiliens vom meteorologischen Beobachtungsdienst überhaupt noch nicht erfaßt wird, was bei der Ausdehnung des Landes und der Unzugänglichkeit der tropischen Inlandsgebiete nicht verwunderlich ist. *W. Keil.*

Müller-Pouillets Lehrbuch der Physik, V. Bd., 2. Hälfte. *Physik der Erde,* herausgegeben von Alfred Wegener. 8°. XVIII, 840 S. m. 341 Textfig. und 7 Tafeln. Friedr. Vieweg & Sohn A.-G., Braunschweig 1928, Geb. 53 RM.

Einen Überblick über die Ergebnisse, Ziele und vor allem neueren Forschungsmethoden der angewandten Physik zu gewinnen, ist heute, ohne erhebliche Zeit für das Studium einer ebenso verstreuten wie umfangreichen Spezialliteratur aufzuwenden, kaum mehr möglich. Das gilt insbesondere für das im letzten Jahrzehnt überaus fruchtbare Gebiet der Physik der Erde. Eine neuzeitliche, knappe und zusammenfassende Darstellung des Standes der geophysikalischen Forschung muß daher einem natürlichen und dringenden Bedürfnis, das auf seiten der Physiker im engeren Sinne am stärksten zum Ausdruck kommt, entgegenkommen. Daß das Müller-Pouilletsche Lehrbuch der Physik auch die angewandte Physik weitgehend berücksichtigt, wird in Physikerkreisen von jeher als ein besonderer Vorzug dieses Werkes gewertet. Von der Neuauflage dieses Lehrbuches liegt nunmehr der Abschnitt „Physik der Erde" von Grund aus neu bearbeitet vor. An dieser Neubearbeitung des ausgedehnten Forschungsgebietes sind zehn anerkannte Fachgelehrte beteiligt, deren Beiträge einen stattlichen Band ergeben. Daß die Darstellung trotzdem häufig knapp gehalten sein muß, ist kein Nachteil, da das Ziel, einen Überblick zu vermitteln, in hohem Maße erreicht wird. Wenn auch der eine oder andere Leser in dieser Hinsicht vielleicht etwas auszusetzen hätte, der vorzügliche Gesamteindruck, den das Buch hinterläßt, kann dadurch nicht beeinträchtigt werden.

Der Inhalt des Buches ist in neun Kapitel unterteilt, deren Umfang dem bisherigen Ertrag der einzelnen Gebiete entspricht.

In dem ersten Kapitel gibt H. v. Ficker einen Überblick über die Meteorologie, der in gleicher Weise die Methodik der durchaus physikalisch fundierbaren Wissenschaft wie den Stand unserer Kenntnisse und die noch offenen Probleme eindrucksvoll und mit berufener Kritik zur Darstellung bringt. Dabei darf nicht vergessen werden, daß die meteorologische Forschungsarbeit meist mühsame statistische Arbeit voraussetzt, deren Ergebnisse nicht immer den Erwartungen entsprechen. Daß dadurch die Bearbeitung des Gesamtstoffes von physikalischem Standpunkt aus ungemein erschwert wird und wenn sie, wie im vorliegenden Falle, gelingt, als besondere Leistung gewertet werden muß, sei nur nebenbei erwähnt. Ein Vorzug, der nicht unerwähnt bleiben darf, ist die begriffliche Klarheit, die der Verfasser überall anstrebt, und seine Einstellung auf das Herausarbeiten der Zusammenhänge.

Verhältnismäßig spät erst hat sich die Forschung der Akustik der Atmosphäre zugewendet. Das Kapitel, das über diesen Zweig der geophysikalischen Forschung handelt, hat der Bandredakteur, A. Wegener selbst geschrieben. Seine sorgfältig abgewogenen Ausführungen, besonders auch über das neuerdings stark in den Vordergrund getretene Problem der Hörbarkeit, werden durch ein ausführliches Literaturverzeichnis belegt, das eingehenderes Studium der hier naturgemäß nur umrissenen Fragen wesentlich erleichtert.

Der Abschnitt über atmosphärische Optik stammt ebenfalls aus der Feder A. Wegeners. Durch systematische Gliederung des umfangreichen Stoffes vermittelt er einen ausgezeichneten Überblick, dessen Eindruck durch die Tatsache, daß der Verfasser an der Klärung zahlreicher Fragen maßgebend beteiligt ist, erhöht wird.

Das folgende Kapitel über die Physik des Meeres von H. Thorade berichtet in einer in ihrer Art neuen und daher sehr anregenden Betrachtungsweise über die Beobachtungstatsachen und die heutigen Anschauungen, die, was hervorgehoben werden muß, in wachsendem Maße physikalische Begründung suchen.

Die Physik der Gletscher, der jüngste Zweig der Physik der Erde, findet in H. Hess-Nürnberg einen Bearbeiter, dessen Erfahrung eine eindrucksvolle Einführung in das etwas abseits gelegene Gebiet gelungen ist.

In dem nächsten Kapitel behandelt A. Nippoldt den Erdmagnetismus. Die Ausführungen des Verfassers, die sowohl die auf älteren und neueren Beobachtungstatsachen gegründete Erfahrung als auch die besonders in neuester Zeit gepflegte Theorie berücksichtigen, vermitteln einen Überblick, wie er sonst schwerlich zu erlangen ist.

Dem Polarlicht hat der Herausgeber ein besonderes Kapitel vorbehalten, das G. Angenheister übernommen hat. Auf diesem Gebiet hat neuzeitliche, auch das Experiment im Laboratorium nicht erschmähende Forschung, kritische Beobachtung und weitausholende Theorie seit der Jahrhundert wende bemerkenswerte Erfolge aufzuweisen. Wer darüber sich orientieren will, wird an den Ausführungen Angenheisters nicht vorübergehen können.

Das Kapitel Luftelektrizität haben H. Bendorf und V. F. Hess-Graz gemeinsam verfaßt. Die Fülle der hier bis heute erlangten Erkenntnisse findet in ihnen berufene Bearbeiter, die das umfangreiche Forschungsgebiet, auf dem sie selbst bahnbrechend tätig sind, mit sorgfältiger Kritik behandeln. Besondere Erwähnung bedürfen die Ausführungen der Verfasser über die „Höhenstrahlen". Diese von Hess im Jahre 1911 entdeckten Strahlen haben im letzten Jahrzehnt im Mittelpunkt einer oft wenig erfreulichen Diskussion gestanden. Im Gegensatz hierzu geben die Verfasser eine Geschichte der „Höhenstrahlung", die in ihrer Objektivität einen ebenso günstigen wie starken Eindruck hinterläßt.

Das umfangreiche Kapitel über Mechanik und Thermodynamik des Erdkörpers beschließt das inhaltsreiche Buch. Die Abschnitte, die der verstorbene Altmeister der geophysikalischen Forschung, E. Wiechert, vor seinem Tode noch fertiggestellt hatte, hat der Verfasser des Kapitels, B. Gutenberg, als solche besonders gekennzeichnet, seinen Ausführungen eingefügt. Den heutigen Stand der eigentlichen Geophysik auf dem engen zur Verfügung stehenden Raum darzustellen, ist sicherlich keine leichte Aufgabe. Unter Berücksichtigung der reichen Fortschritte, besonders auf seismischem Gebiet, hat der Verfasser dieses Ziel mit Anerkennung heischendem Erfolg erreicht.

W. Keil.

F. Hutschenreiter und **W. Wurm,** Einführung in die Optik und optische Instrumentenkunde. Eine elementare Abhandlung für Optiker und Mechaniker zum Gebrauche an Gewerbeschulen und zum Selbstunterricht. 8°. 92 S. mit 109 Abb. Bernh. Friedr. Voigt. Leipzig 1927. Geb. 5.— RM.

Einleitende Kapitel behandeln das optische Glas und die Grundgesetze der optischen Abbildung mit Einschluß der Bildfehler. Im Kapitel über optische Instrumente werden dargestellt: die Lupe, das Mikroskop, das Fernrohr, Projektionsapparate, Photoapparate einschl. photographischer Operationen; Geodätische Instrumente (Nivellierinstrumente und Theodolit). Das Büchlein ist leicht verständlich. Abbildungen unterstützen das Gelesene. Es sei aber gestattet, den Verf. nahezulegen, im Falle einer Neuauflage noch Wort für Wort kritisch zu überdenken, damit einige Unklarheiten und Fehler verschwinden (z. B. Abbé, Blasen im Glas, Schlieren genannt, Wirkungsweise des Kondensors in Projektionsapparaten, „die Brennweite einer Lupe gibt man in Dioptrien an" u. a.); gar zu leicht setzen sich fehlerhafte Angaben beim Leser fest. Auch die schematisierten Strahlengangsabbildungen vertragen noch liebevollere Behandlung. *Flügge.*

F. Hund, Hochfrequenzmeßtechnik. Ihre wissenschaftlichen und praktischen Grundlagen. 2. vermehrte und verbesserte Aufl. 8°. XIX, 526 S. m. 287 Textabb. Berlin: Julius Springer 1928. Geb. 39,— RM.

Das Buch ist gegenüber der im Jahre 1922 erschienenen Erstauflage[1]) wesentlich erweitert worden. Der reiche Inhalt ist in mehr als 27 Kapiteln zusammengefaßt, die wohl alles das enthalten, was die messende Hochfrequenztechnik an Meßmethoden benötigt. Da sich das Buch nicht nur an den in der Praxis stehenden Ingenieur oder Physiker, sondern auch an den Studierenden der Hochfrequenztechnik wendet, so ist auch die Theorie der Meßmethoden soweit als nötig berücksichtigt.

Entsprechend der Entwicklung der Hochfrequenztechnik in den Jahren seit Erscheinen der Erstauflage sind manche Kapitel erweitert worden. Mehrere Arten von Röhrenspannungsmessern und von Spannungsteilern wurden mit engem Bezug auf Verstärker- und Modulationsmessungen eingegliedert. Methoden der Feldstärkemessungen wurden aufgenommen. Eine große Rolle im einwandfreien Nebeneinanderarbeiten der Sender spielt die Konstanthaltung der Senderfrequenz und hre genaue absolute Messung. Daher hat der Verfasser im Kapitel über Bestimmung der Wellenlänge, Periodenzahl und Periodendauer viele Präzisions-Methoden über Frequenzmessung und Erzeugung

[1]) Besprechung in *dieser Zeitschr.* **43.** *S. 364. 1923.*

von Normalfrequenzen angeführt. Die piezoelektrischen Resonatoren und Oszillatoren sind ihre Bedeutung gemäß berücksichtigt.

Es ist sehr zu begrüßen, daß der Verf. möglichst viel Methoden zur Bestimmung irgendeine elektrischen Größe besprochen hat. Man gewinnt so einen guten Überblick über das, was bisher geleistet worden ist. Naturgemäß muß darunter etwas die Übersichtlichkeit leiden, und es wird nicht immer leicht sein, für einen bestimmten Fall sofort die richtige Methode zu finden. In dieser Hinsicht wäre es wünschenswert, wenn die Anwendbarkeit der einzelnen Methoden und die hierbei zu beachtenden Fehlerquellen eingehender besprochen würden. Das Buch würde bei Beachtung dieses Gesichtspunktes für den Mann der Praxis nur noch wertvoller werden.

Die Ausstattung des Buches, die Ausführung der Abbildungen und insbesondere der Druck und die Anordnung der Formeln sind sehr gut. Die Abbildungen sind gut beschriftet, Haupt- und Nebenschaltungen sind gegeneinander abgehoben, so daß das Lesen der Abbildungen auch ohne Textkenntnis erleichtert wird. Die Strom- und Spannungsvorgänge sind soweit als möglich graphisch erläutert. Es wäre jedoch zu wünschen, wenn manche Fachausdrücke besser übersetzt würden.

A. Scheibe.

Neue Preislisten von A. Ott in Kempten im Allgäu.

Die bestens bekannte Firma A. Ott hat kürzlich zwei neue, mit den Nummern 301 und 401 bezeichnete Listen über die von ihr hergestellten Planimeter und Pantographen herausgebracht.

Die Planimeterliste enthält Kompensations-Polarplanimeter mit unveränderlichem Fahrarm und solche mit verstellbarem Fahrarm; beide mit Nadelpol oder Kugelpol. Als Ergänzungsteile für Polarplanimeter werden außer dem gewöhnlichen Kontroll-Lineal und demjenigen für Umfahrung mit Pol außerhalb und innerhalb ein verstellbarer Polarm und ein „Geradlenker mit Wagen und Schiene“ aufgeführt. Der Geradlenker dient zur Umwandlung eines Polarplanimeters in ein Linearplanimeter mit Schienenführung und kann mit jedem der Ottschen Polarplanimeter benutzt werden; seine Länge erlaubt die Umfahrung einer 115 cm langen Figur.

Ein „Roll-Polarplanimeter“ oder besser Linear-Polarplanimeter gestattet die Verwendung des Instruments entweder als Polarplanimeter oder als Linearplanimeter mit Walzenführung[1]). Bei diesem Instrument ist die Meßrolle unmittelbar neben dem Fahrstift derart angebracht, daß bei der Flächenbestimmung mit Pol innerhalb die Fläche des Grundkreises gleich null ist. Ein „Universalplanimeter“ kann entweder als Polarplanimeter oder als Linearplanimeter mit Walzenführung oder als Radialplanimeter verwendet werden[2]), im letzteren Fall zur Auswertung von Aufzeichnungen mit Hilfe von Polarkoordinaten. Für die Auswertung von Rollband-Diagrammen wird ein „Schlittenplanimeter“ angeführt; bei ihm wird das Rollband auf einem besonderen Tischchen oder Schlitten mit Hilfe von zwei Rollen befestigt und bei der Messung durch Drehen der einen Rolle unter dem aufgesetzten Planimeter weggeführt; dabei muß dessen Fahrstift stets auf die vorgezeichnete Kurve zeigen.

Ferner enthält die Liste noch Angaben über Linearplanimeter mit Schienenführung, Radialplanimeter, Scheibenrollplanimeter — Linearscheibenplanimeter mit Walzenführung —, eine automatische Planimetriereinrichtung für Lokomotiv-Meßwagen und einen harmonischen Analysator nach Mader-Ott.

In der Liste über Pantographen sind verschiedene Pantographen mit vierkantigen vernickelten Messingstäben und solche mit Stäben aus gedämpftem und poliertem Birnbaumholz aufgeführt.

P. W.

---

[1]) Mit Rücksicht darauf, daß die Bezeichnung Rolle schon für die Meßrolle vergeben ist, würde man die „Rollplanimeter“ besser als „Walzenplanimeter“ bezeichnen.

[2]) Vgl. das Referat *in dieser Zeitschr.* ***34.*** *S. 165. 1914* von E. Hammer.

Nachdruck verboten.

Verantwortlich für die Redaktion: Oberregierungsrat Professor Dr. F. Göpel in Charlottenburg.
Verlag von Julius Springer in Berlin W. — Druck von Oscar Brandstetter in Leipzig.

Zeitschrift für Instrumentenkunde.

Kuratorium:

Prof. Dr. **E. Kohlschütter** in Potsdam, Vorsitzender, Prof. Dr. **R. Straubel** in Jena, Prof. Dr. **F. Weidert** in Berlin-Zehlendorf, geschäftsführendes Mitglied.

Schriftleitung: Oberregierungsrat Prof. Dr. **F. Göpel** in Charlottenburg-Berlin.

XLIX. Jahrgang. **Mai 1929.** Fünftes Heft.

Die Tätigkeit der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt im Jahre 1928.

(Fortsetzung von S. 177.)

Abteilung II.

A. Laboratorium für Grundeinheiten[1]).

75. Übersicht über die Prüfungsarbeiten.

73 (122) Proben Leitungsmaterial,
1 (5) Proben Widerstandsmaterial,
102 (87) Einzelwiderstände,
63 (49) Widerstandsapparate einschl. Verzweigungswiderstände, Niederspannungsteiler sowie Strom- und Spannungswandler-Teiler bzw. Meßzweige [1697 (1343) Abteilungen],
1 (6) Wasserproben,
149 (195) Internationale Westonelemente,
7 (21) Westonelemente mit bei 4° gesättigter Lösung,
1 (2) Clarkelemente,
62 (0) Proben Merkurosulfat für Normalelemente,
3 (0) Aluminiumschraubverbindungen.

Von den geprüften Einzelwiderständen waren 74 in Drahtform, 28 in Blechform. Unter den geprüften Widerstandsapparaten waren, soweit sich aus den Angaben der Prüfungsanträge ersehen ließ, 8 für Japan, je 7 für Holland und Polen und 1 für die Tschechoslowakei bestimmt.

Die Abweichungen vom Sollwert lagen bei den internationalen Westonelementen bei 138 Elementen unterhalb $\pm 1 \cdot 10^{-4}$ Volt, bei 3 Elementen zwischen 1 und $2 \cdot 10^{-4}$ Volt, bei 1 Element zwischen 2 und $3 \cdot 10^{-4}$ Volt, bei 4 Elementen über $3 \cdot 10^{-4}$ Volt, während 3 Elemente unbrauchbar waren.

Für die verschiedenen Laboratorien der Reichsanstalt wurden 2 Widerstandsapparate mit 171 Abteilungen, 22 Draht- und 6 Blechwiderstände geprüft.

B. Laboratorium für Wechselstromnormalien und Hochfrequenz[2]).

149 (187) Induktivitäten von Spulen,
1358 (1192) Kapazitäten von Kondensatoren,
438 (461) Verlustwinkel von Kondensatoren,
3 (0) Kapazitätsmeßbrücken,
1 (0) Mikrofaradmeter,
2 (0) Dielektrizitätskonstante und Verlustwinkel fester Isolatoren,
0 (31) Widerstände,
157 (107) Widerstände von Spulen bei Gleich- und Wechselstrom,

[1]) v. Steinwehr, A. Schulze.
[2]) Giebe, Zickner, Scheibe.

46 (18) Spulenkapazitäten,
638 (474) Wellenlängen,
325 (29) Quarzresonatoren als Hochfrequenznormale,
0 (1) Stimmgabeln.

Für die Laboratorien der Reichsanstalt wurden geprüft:

0 (1) Induktivitäten von Spulen,
121 (145) Kapazitäten von Kondensatoren,
34 (57) Verlustwinkel von Kondensatoren,
3 (0) Dielektrizitätskonstante und Verlustwinkel fester Isolatoren.

C. Röntgenlaboratorium[1]).

83 (85) Dosismesser verschiedener Art,
5 (0) Röntgenschutzstoffe,
1 (0) Röntgenröhren,
9 (0) Stromnormale.

D. Gleichstromlaboratorium[2]).

63 (60) Apparate zur Messung der Spannung und Stromstärke,
55 (32) „ „ „ „ Leistung,
38 (50) „ „ „ „ Arbeit (Elektrizitätszähler),
13 (8) Vor- und Nebenwiderstände,
16 (3) Sonstige Widerstände,
101 (104) Primärelemente,
7 (6) Akkumulatoren,
19 (29) Systemprüfungen von Gleich- und Wechselstromzählern.

Für die einzelnen Laboratorien der Reichsanstalt wurden geprüft:

37 (41) Normalwiderstände, Strom-, Spannungs- und Leistungsmesser.

E. Wechselstromlaboratorium[3]).

I. Meßapparate.

3 (14) Spannungs- und Stromzeiger,
18 (15) Leistungszeiger,
55 (66) Elektrizitätszähler im Laboratorium,
5 (22) Elektrizitätszähler im Betriebe,
187 (184) Strom- und Spannungswandler,
4 (3) Frequenz- und Phasenmesser,
3 (2) Kompensationsapparate und Brücken.

II. Wechselstromgrößen.

8 (15) Zeitkonstanten von Widerständen,
8 (0) Selbstinduktionsspulen.

III. Technische Apparate und Installationsmaterial.

3 (0) Heizapparate,
66 (56) Kleintransformatoren und Relais,
5 (23) Schalter, Steckvorrichtungen und dergleichen,
1 (0) Rundfunkgeräte,
1 (0) Elektromedizinische Apparate,
8 (7) Verschiedenes.

---

[1]) Behnken, Jaeger.
[2]) Schmidt, Scheld.
[3]) Schmidt, Reichardt, Engelhardt.

IV. Systemprüfung von Meßwandlern.

2 (0) Stromwandler,
0 (4) Spannungswandler.

F. Hochspannungslaboratorium[1]).

42 (65) Meßkondensatoren für Hochspannung und Kondensatordurchführungen,
6 (6) Hochspannungsapparate,
376 (196) Sorten fester Isoliermaterialien,
4 (3) Sorten Isolatoren,
18 (2) Sorten Vergußmassen und Lacke,
35 (37) Sorten Öle,
80 (73) Sorten Kabel und Leitungen,
36 (4) Sorten Isolierüberzüge,
10 (4) Verschiedenes.

Auswärtige Prüfungen wurden an 57 (49) Arbeitstagen ausgeführt.

G. Maschinenlaboratorium[2]).

28 (12) Generatoren und Motoren,
4 (0) Transformatoren,
0 (0) Anlasser,
8 (13) Apparate,
1 (5) Abnahme von Maschinen.

H. Magnetisches Laboratorium[3]).

33 (40) Proben Flußeisen, Gußeisen, Magnetstahl,
130 (142) Proben Dynamo-, Transformatoren- und Nickeleisenblech,
21 (20) Permanente Magnete,
2 (0) Normalspulen.

Von den Blechproben wurden 65 (85) wattmetrisch [162 (227) Verlustziffern], 52 (51) statisch untersucht. Sättigungswerte wurden an 2 (1), Anfangspermeabilitäten an 11 (9) Blechproben gemessen. Die Zahl der beschleunigten Prüfungen betrug 20 (34).

76. Referat für das elektrische Prüfwesen[4]).

a) Zulassung von Zählern und Meßwandlern.

Es wurden zur Beglaubignug zugelassen:

Gleichstromzähler: 4 Abänderungen bzw. Zusätze.

Zähler für ein- oder mehrphasigen Wechselstrom: 3 neue Systeme, 12 Abänderungen bzw. Zusätze.

Stromwandler: 1 neues System.

Spannungswandler: 1 Zusatz.

b) Tätigkeit der Prüfämter.

Eine Übersicht über die Tätigkeit der elektrischen Prüfämter gibt die nachstehende Tabelle:

---

[1]) R. Vieweg, Pfestorf, Fitger (seit 27. 12).
[2]) V. Vieweg, Linckh, Kluge.
[3]) Steinhaus, Kußmann.
[4]) Schmidt, Scheld, Engelhardt.

Meßgeräte	Ilmenau	Hamburg	München	Nürnberg	Kaiserslautern	Frankfurt a. M.	Bremen	Königsberg i. Pr.
1. Zähler im ganzen eingereicht	6934[1])	154	35707	3922	35	13065	16084	2019
Davon gehören einem zur Beglaubigung zugelassenen System an	4101	83	15227	3712	33	12721	13912	2016
Bei der Einsendung hielten die Verkehrsfehlergrenzen nicht ein	1728	87	14660	31	9	17	317	127
Von den in Zeile 1 aufgeführten Zählern wurden								
a) mit der Beglaubigungsmarke versehen	764	54	13371	3672	13	6805	13908	57
b) mit der Prüfmarke versehen	5832	64	2136	154	20	6104	2157	—
c) wegen Unzulässigkeit der Bauart u. dgl. zurückgewiesen	148	17	526	2	2	—	—	21
d) wegen Überschreitung der Verkehrsfehlergrenzen zurückgewiesen	58	—	3633	4	—	115	1	—
e) nicht gestempelt, weil ohne Meßwandler, oder bei nur wenigen Punkten geprüft oder dergleichen	132	19	16041	90	—	41	18	1941
2. Tarifuhren, Zeitzähler und andere Tarifgeräte	147	—	21401	97	14	28	3953	—
3. Strom-, Spannungs- und Leistungsmesser und andere Meßgeräte	27	40	54	181	—	57	124	7
4. Elektrische Gebrauchsgegenstände	37	111	15	209	—	13	3	—
5. Isolations- und Installationsmaterial	20	262	254	—	—	—	148	—

77. Untersuchung neuer Gleichrichtertypen[2]).

Es wurde die Kurvenform, der Wirkungsgrad und die Durchschlagssicherheit verschiedener, sowohl amerikanischer wie deutscher Typen von Trockenplatten-Gleichrichtern untersucht. Die Gleichrichter lassen sich in zwei Klassen einteilen. Bei der einen Klasse wird die wirksame Schicht zu Platten gepreßt und die Platten werden zwischen zwei Scheiben aus verschiedenen Metallen angeordnet. Bei der anderen Klasse wird die wirksame Schicht als dünne Oberflächenschicht auf dem einen Metall erzeugt, mit dem sie innig verwachsen ist. Die Gleichrichter der 2. Klasse haben einen wesentlich höheren Wirkungsgrad als den der 1., sind jedoch nicht so durchschlagssicher.

78. Internationale Konferenzen[3]).

Die im September und Oktober 1927 zu Paris tagende Generalkonferenz und das internationale Komitee für Maß und Gewicht haben ein beratendes Komitee von Sachverständigen eingesetzt, das bei seiner Zusammenkunft im November vorigen Jahres Vorschläge in Betreff der folgenden beiden Punkte machen sollte:

a) Konferenz über die elektrischen Einheiten.

1. Ersatz der internationalen elektrischen Einheiten durch die sogenannten absoluten Einheiten.

2. Begrenzung des dem Bureau International des Poids et Mesures zu Sèvres bei Paris zuzuweisenden Aufgabenkreises auf dem Gebiete der elektrischen Einheiten.

In Betreff des ersten Punktes wurde einstimmig beschlossen, daß der Übergang von den bisherigen Einheiten zu den absoluten Einheiten für wissenschaftliche und technische Zwecke vollzogen werden soll. Den Bedenken, welche der Vertreter der Reichsanstalt gegen eine Änderung der praktisch gebrauchten Werte hatte, wurde nur insoweit Rechnung getragen, als der Zeitpunkt der Einführung der absoluten Einheiten hinausgeschoben wird, bis die absoluten Werte und damit

[1]) Außerdem 6 Hochspannungsmeßaggregate im Amte und 9 am Betriebsorte.

[2]) Güntherschulze. [3]) v. Steinwehr.

ihre Beziehungen zu den bisherigen Werten experimentell mit der erforderlichen Genauigkeit festgelegt sind, um spätere weitere Änderungen zu vermeiden, die jedesmal große Störungen verursachen.

In Betreff des zweiten Punktes wurde beschlossen, daß das Bureau international seine Tätigkeit darauf beschränken soll, Vergleichungen der von den Einheiten besitzenden Ländern eingesandten Etalons (Normalwiderstände und Normalelemente) untereinander vorzunehmen und die Etalons anderer Länder, die selbst nicht über eigene Einheiten verfügen, an die ersteren anzuschließen.

b) Konferenz über eine internationale Normalisierung des Aluminiums für Freileitungszwecke.

Nachdem, wie im vorigen Jahre berichtet wurde, die Arbeiten des Deutschen Ausschusses über diesen Gegenstand beendet waren, wurde in diesem Jahre zum Zwecke der Aufstellung internationaler Normen durch den Generalsekretär der internationalen elektrotechnischen Kommission eine Konferenz nach Paris einberufen, an der Vertreter von Deutschland, Frankreich, Großbritannien und den Vereinigten Staaten von Nordamerika teilgenommen haben. Über den Minimalwert der Zugfestigkeit sowie über den Maximalwert des spezifischen Widerstands des hartgezogenen Aluminiums konnte eine Einigung erzielt werden, über den Mittelwert des spezifischen Widerstands jedoch nicht. Bevor hierüber eine endgültige Entschließung gefaßt wird, soll auf Anregung des britischen Vertreters der Konferenz bis zum 1. 4. d. J. weiteres umfangreiches Beobachtungsmaterial vorgelegt werden, dessen Beschaffung unter Mitwirkung der Reichsanstalt in Vorbereitung ist. Über die Normung des weichen Aluminiums kam infolge des außerhalb Deutschlands nur in geringem Umfange vorliegenden Interesses eine internationale Festsetzung nicht zustande.

79. Widerstandsnormale[1]).

Im verflossenen Jahre konnte ebensowenig wie im Jahre zuvor wegen der Überlastung durch Prüfungsarbeiten und Teilnahme von Technikern an der Ausführung von Messungen für wissenschaftliche Untersuchungen die übliche Vergleichung der Manganinnormalen und der Anschluß der Gebrauchsnormalen an die Drahtwiderstandseinheit der Reichsanstalt ausgeführt werden. Diese Arbeiten werden aber, sobald die Außentemperatur, die auf die Zimmertemperatur von großem Einfluß ist, es gestattet, vorgenommen werden.

Die im vorigen Berichtsjahr erschienene Untersuchung über die Ohmrohre ist mit einer Ergänzung über die Ohmkopieen in Quarz und dem Bericht über eine Vergleichung der Deutschen und Britischen Widerstandseinheit in den Annalen der Physik im Auszuge abgedruckt worden (Anh., Nr. 68).

80. Verbesserung des Nickelofens[1]).

Für Zwecke der Ausdehnungsmessung bei höheren Temperaturen ist von Holborn[2]) ein elektrischer Ofen angegeben worden, dessen Kern aus einem massiven Nickelzylinder besteht. Bei der Bestimmung von Umwandlungspunkten sowie von Temperaturkoeffizienten des spezifischen Widerstands von Metallen und Metallegierungen kommt es außer auf die Konstanthaltung der Temperatur, welche bei jenen Arbeiten das einzige Erfordernis ist, im Interesse eines raschen Arbeitens auch noch auf die schnelle Einstellung eines bestimmten Punktes bei steigender und bei fallender Temperatur an. Die Geschwindigkeit des Anstiegs läßt sich in ausreichender Weise durch die Heizung beeinflussen, während die des Abfalls durch den natürlichen Wärmeausgleich mit der Umgebung gegeben ist, der bei dem guten Wärmeschutz des Ofens eine ungebührlich lange Zeit in Anspruch nimmt. Um eine raschere Wärmeabfuhr zu erzielen, wurde bei dem neuen Ofen der Nickelzylinder (*Ni*) (siehe Abb. 9) mit 20 5 mm weiten Durchbohrungen (*D*), welche in einem Abstande von 6 mm von dem Mantel parallel zur Achse des Zylinders verlaufen, versehen, wie es aus der Zeichnung zu ersehen ist, die einen Aufriß des Ofens und einen Querschnitt des Nickelzylinders gibt. Der Zylinder ist unter Abdichtung in einen niedrigen Chamottezylinder (*Ch*) so eingefügt, daß die unteren Öffnungen der Durchbohrungen den Boden nicht berühren. Von der Mitte des Chamottezylinders führt eine Rohrleitung (*S*) durch eine Kühlvorrichtung (*K*) zu einer Pumpe, mittels deren Luft durch den Block hindurchgesaugt werden kann. Durch Regulieren der Strömungsgeschwindigkeit kann jede gewünschte Geschwindigkeit des Wärmeausgleichs herbeigeführt werden. Wie Messungen der Temperaturverteilung bei verschiedenen

[1]) v. Steinwehr und A. Schulze.

[2]) Holborn und Otto, *Zeitschr. f. Instrkde.* **46.** *S. 416. 1926.*

Temperaturen ergeben haben, macht sich ein schädlicher Einfluß der Durchbohrungen in keiner Weise bemerklich. In der Zeichnung sind der aus Asbest bestehende Wärmeschutz (*A*) sowie die Bewicklung mit Heizdraht (*H*), welche sich über die ganze Länge erstrecken, der Einfachheit halber nur an drei Stellen angedeutet.

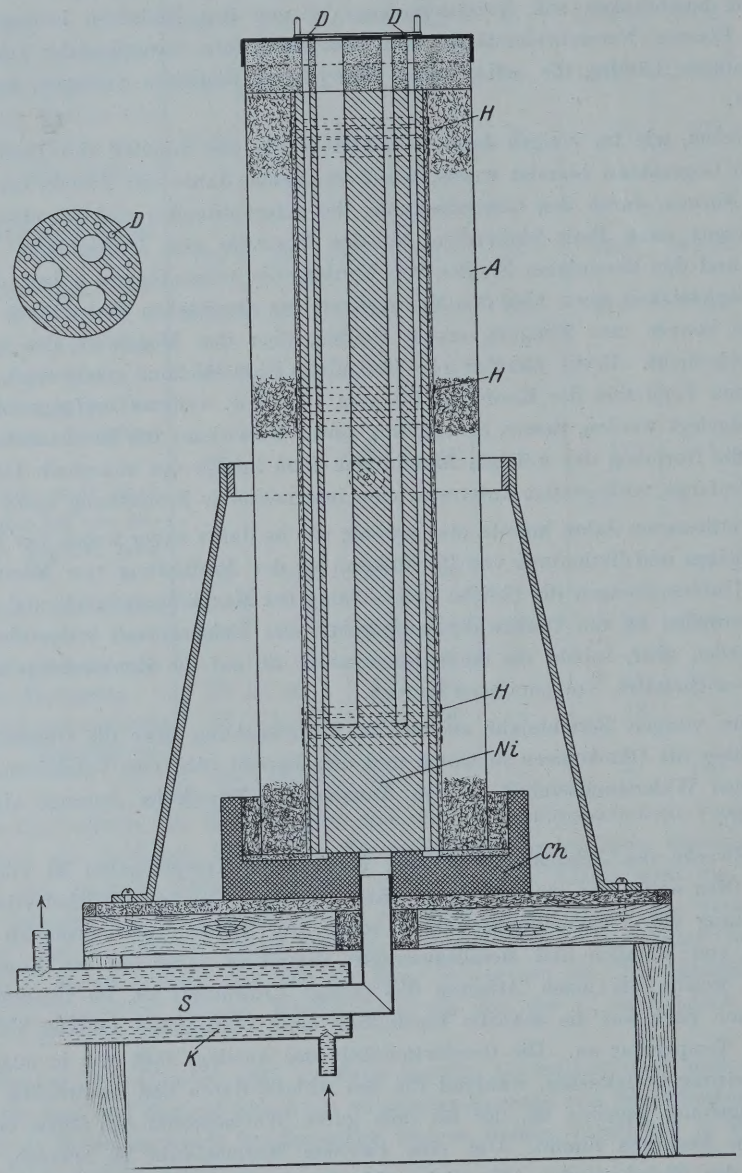


Abb. 9.

Die mechanische Bearbeitung des Nickelzylinders, welche wegen der Härte des Material ungewöhnliche Schwierigkeiten bot, so daß derselbe in drei Teile zerlegt werden mußte, ist i mustergültiger Weise in der Hauptwerkstatt der Reichsanstalt ausgeführt worden.

81. Untersuchungen der Allotropie der Metalle[1]).

Die im vorjährigen Tätigkeitsbericht (Nr. 101) angeführten Versuchsergebnisse sind zu sammengestellt und in der Zeitschrift für Physik veröffentlicht (Anh., Nr. 64).

a) Aluminium.

b) Wismut.

Die Frage nach der Allotropie von Wismut wurde an sehr reinem Material untersucht. E war aus reinem kristallisierten Wismutnitrat von Mylius und Groschuff[2]) hergestellt und hatt an Verunreinigungen nur 0,01%. Die von Cohen und Moesveld[3]) behauptete Umwandlun

[1]) A. Schulze.

[2]) *Zeitschr. f. anorg. Chem.* **96.** *S. 237. 1916.*

[3]) *Zeitschr. f. phys. Chem.* **85.** *S. 419. 191*

bei 75° C konnte durch dilatometrische und elektrische Messungen nicht bestätigt werden; auch in dem Temperaturgebiet oberhalb 75° bis zum Schmelzpunkt (271° C) ergaben die Messungen keinen Anhalt für das Vorhandensein einer Umwandlung, was durch Untersuchungen der Mikrostruktur bestätigt wurde.

Messungen der Widerstandsänderung im Schmelzpunkt ergeben für das Widerstandsverhältnis:

$$\frac{W \text{ flüssig}}{W \text{ fest}} = 0{,}489$$

mit einer Genauigkeit von etwa 1 bis 2‰.

c) Zinn.

Es ist damit begonnen worden, die Umwandlungserscheinungen am Zinn zu studieren. Außer der Umwandlung unterhalb der Zimmertemperatur (weißes Zinn $\rightleftarrows$ graues Zinn), die bereits eingehend untersucht ist, existiert noch eine weitere Umwandlung in höheren Temperaturen, über welche die Angaben jedoch zwischen 160° und 220° schwanken. Die ersten orientierenden Versuche mit sehr reinem Zinn ergaben, daß zwischen 205° und 210° ein Sprung in der Kurve des elektrischen Widerstandes vorhanden ist. Das tetragonale Zinn scheint sich demnach in diesem Temperaturgebiet in eine andere Modifikation umzuwandeln. Nach den bisherigen Versuchen ist die Rückumwandlung jedoch sehr träge.

82. Monelmetall[1]).

Die elektrischen, thermischen und magnetischen Messungen an Monelmetall (vgl. Nr. 103, Tätigkeitsbericht 1927) wurden zu Ende geführt und in der Zeitschr. f. Metallkunde veröffentlicht (Anh., Nr. 67).

83. Thermische Ausdehnung von Eisenlegierungen[1]).

Aus den Messungen der thermischen Ausdehnung, die an den drei Legierungssystemen: Eisen—Silizium (mit einem Siliziumgehalt bis zu 8,37%), Eisen-Aluminium (mit einem Aluminiumgehalt bis zu 10,52%), Eisen—Mangan (mit einem Mangangehalt bis zu 14,41%) bis zur Temperatur von 500° nach der Rohrmethode untersucht worden sind, ergibt sich bei Eisen—Silizium und Eisen—Aluminium das für das Vorhandensein von Mischkristallen charakteristische Verhalten. Während mit wachsendem Si-Gehalt die thermische Ausdehnung abnimmt, wächst sie mit steigendem Al-Gehalt. Die Eisen—Manganlegierungen nehmen eine Sonderstellung ein, wie dies auch bei den Legierungen der Fall ist, bei denen beide Komponenten ferromagnetische Metalle sind. Die Kurven des Ausdehnungskoeffizienten in Abhängigkeit von dem Mn-Gehalt liegen trotz der Mischkristallbildung oberhalb der Mischungsgeraden. Die magnetischen Umwandlungserscheinungen treten bei der thermischen Ausdehnung der Eisen—Manganlegierung deutlich in die Erscheinung. Die Untersuchungen sind in der Zeitschr. f. techn. Phys. veröffentlicht (Anh., Nr. 66).

84. Magnetostriktion[1]).

Die Messungen der Magnetostriktion an Eisen, Nickel und Kobalt an den elektrolytischen und manganhaltigen Eisen—Nickellegierungen sowie an den Eisen—Silizium-, Eisen—Aluminium- und Eisen—Manganlegierungen sind zusammengestellt und in der Zeitschr. f. Phys. veröffentlicht (Anh., Nr. 65). Die Untersuchungen werden fortgesetzt.

85. Temperaturkoeffizienten der elastischen Konstanten von Metallkristallen bei tiefen Temperaturen[2]).

Die Untersuchung der Temperaturkoeffizienten der elastischen Konstanten wurde mit der im vorigen Tätigkeitsbericht beschriebenen Apparatur an Kristallstäben von Au und Al fortgesetzt. Die Au-Kristalle waren früher in Gemeinschaft mit Herrn Prof. Grüneisen durch Ziehen aus der Schmelze hergestellt, wegen ihres ungleichmäßigen Durchmessers mußten sie abgedreht werden, wobei sie infolge ihrer Weichheit teilweise stärker deformiert wurden; die nach dem Rekristallisationsverfahren hergestellten Al-Kristalle wurden durch die Herren Dr. Sachs (Kaiser Wilhelm-Institut für Metallforschung) und Dr. Weerts (Technische Hochschule Berlin) freundlichst zur Verfügung gestellt. Im Laufe dieser Messungen zeigten sich im Gegensatz zu früheren Versuchen systematische Abweichungen zwischen den Absolutwerten der Elastizitäts- und Torsionsmoduln (E bzw. G) der Kristallstäbe, falls diese einerseits aus den Biegungs- bzw. Drillungsschwingungen mit zusätzlichen Endmassen, andererseits aus den Biegungsschwingungen des freien Stabes bzw. statischen Drillungsversuchen bestimmt wurden. Systematische Messungen von E und G nach beiden Methoden an Hartmessingstäben verschiedener Dicke und Länge und verschieden dimensionierten Endmassen, wobei z. T. auch die Temperaturkoeffizienten zwischen + 18 und — 195°

[1]) A. Schulze. [2]) Goens.

bestimmt wurden, ergaben als Ursache, daß für höhere Schwingungszahlen die verwendeten Endmassen als nicht mehr genügend starr anzusehen waren. Durch Heranziehung der Theorie der Schwingungen mechanisch gekoppelter Systeme konnten die beobachteten Abweichungen bei den Drillungsschwingungen befriedigend dargestellt und der Einfluß auf den Temperaturkoeffizienten in Ansatz gebracht werden. Bei den Biegungsschwingungen lagen die Verhältnisse verwickelter, doch ist nach dem experimentellen Befund der Einfluß auf den Temperaturkoeffizienten offenbar gering.

Die Extremwerte der Temperaturkoeffizienten für den Al-Einkristall sind in folgender Tabelle zusammengestellt.

	$+18°/-195°$	$-195°/-253°$
$\frac{1}{E_{18°}}\frac{\Delta E}{\Delta t}$ [100]	$-5{,}2\cdot10^{-4}$ Grad	$-1{,}5\cdot10^{-4}$ Grad
$\frac{1}{E_{18°}}\frac{\Delta E}{\Delta t}$ [111]	$-4{,}6$	
$\frac{1}{G_{18°}}\frac{\Delta G}{\Delta t}$ [100]	$-5{,}0$	$-1{,}7$
$\frac{1}{G_{18°}}\frac{\Delta G}{\Delta t}$ [111]	$-5{,}6$	

Von einer Wiedergabe der weniger befriedigenden Ergebnisse an den Au-Kristallen, offensichtlich eine Folge der durch die Bearbeitung hervorgerufenen Gitterstörungen, wird hier abgesehen.

Die bei Zimmertemperatur an den Kristallstäben gemessenen Werte von E und G lieferten für die elastischen Moduln (nach der Bezeichnung von Voigt) folgende Zahlenwerte (in CGS-Einheiten).

	$s_{11}\cdot10^{13}$	$s_{12}\cdot10^{13}$	$s_{44}\cdot10^{13}$	$E_{[111]}:E_{[100]}$	$G_{[111]}:G_{[100]}$
Al	15,7	$-5{,}6$	35,7	1,18	$\frac{1}{1{,}13}$
Au	24,5	$-11{,}3$	25	2,7	$\frac{1}{2{,}2}$

Die Berechnung erfolgte unter Berücksichtigung der nach direkten Methoden ermittelten Werte der kubischen Kompressibilität $\varkappa$. Hierzu diente beim Au der $\varkappa$-Wert für den Polykristall, beim Al wurde $\varkappa$ von Herrn Prof. Bridgman-Cambridge (V. St.) liebenswürdigerweise an zwei der benutzten Kristallstäbe besonders bestimmt und, wie zu erwarten, praktisch in Übereinstimmung mit dem für polykristallines Material geltenden Wert gefunden. Bemerkenswert ist bei Au die starke Anisotropie der elastischen Eigenschaften (vgl. die beiden letzten Spalten der Tabelle). Sie ist in noch stärkerem Maße von Masima und Sachs[1]) am Messingeinkristall festgestellt worden; der Befund an Au zeigt aber, daß diese Erscheinung keine spezifische Eigenschaft des Legierungskristalls darstellt.

86. Gesetze hochfrequenter elastischer Schwingungen von Quarzstäben[2]).

Die Untersuchungen über die Seriengesetze piezoelektrisch angeregter Dehnungs-, Biegungs- und Drillungsschwingungen (vgl. Anh., Nr. 53) wurden durch weitere Messungen ergänzt. Sie haben bezüglich der Dehnungsschwingungen zu einer Erklärung der beobachteten Abweichungen vom Harmoniegesetz geführt. Die elementare Theorie der Dehnungsschwingungen setzt sehr dünne Stäbe voraus; für den Fall, daß die Querdimensionen des Stabes nicht mehr klein sind gegen die Länge der elastischen Halbwelle, ist von Rayleigh eine „Dickenkorrektion" abgeleitet, welche die mit der Längsdilatation verknüpfte Querkontraktion durch einen Zusatz zur kinetischen Energie berücksichtigt. Die experimentellen Ergebnisse sind mit dieser Korrektion nicht im Einklang, sondern haben zu der folgenden wesentlich anderen Auffassung der Vorgänge geführt.

Mit den Dehnungsschwingungen in der Längsrichtung eines Stabes, den „Längsschwingungen", sind vermöge der Querkontraktion Dehnungsschwingungen in Richtung der beiden Querdimensionen — „Querschwingungen" — mechanisch gekoppelt. Der Stab hat sowohl bezüglich der Längs- als auch der Querschwingungen eine Reihe von Eigenfrequenzen. Die Eigenfrequenzen der Längsschwingungen nähern sich mit zunehmender Ordnungszahl den beiden Grundeigenfrequenzen der Querschwingungen, die im Falle quadratischen Querschnittes für beide Querdimensionen b

[1]) M. Masima und G. Sachs, *Zeitschr. f. Phys.* **50**. *S. 161. 1928.*

[2]) Giebe, Scheibe.

isotropen Stäben gleich, bei Kristallstäben aber im allgemeinen verschieden sind, bis schließlich Resonanz zwischen Längs- und Querschwingungen eintritt. Hieraus wird verständlich, daß, wie es die Messungen ergeben, die Abweichungen der Längsschwingungen vom Harmoniegesetz bei niedrigen Ordnungszahlen, also weit ab von der Resonanz, klein sind, in der Nähe der Resonanz aber außerordentlich stark (z.B. auf 15 %) ansteigen. Bei Quarzstäben kann die Resonanz zwischen Längs- und Querschwingungen an dem Aussehen der piezoelektrischen Leuchterscheinung und an dem Auftreten einer größeren Anzahl sehr nahe benachbarter Eigenfrequenzen (Kopplungsfrequenzen) unmittelbar erkannt und experimentell ziemlich genau bestimmt werden; sie tritt bei der aus Querdimension und Elastizitätsmodul berechenbaren Frequenz ein. Der Versuch, auf Grund dieser Auffassung mit Hilfe der Wienschen Kopplungstheorie eine quantitative Theorie der Longitudinalschwingungen zu entwickeln, führte bisher zu keinem Erfolg; jedoch konnten empirische Formeln mit einer oder zwei willkürlichen Konstanten aufgestellt werden, welche, auf obigen Vorstellungen beruhend, die Beobachtungen ausgezeichnet darstellen. Dies gilt aber nur für Quarzstäbe, deren Achse senkrecht zur optischen und parallel einer elektrischen Achse des Quarzkristalles verläuft. Steht die Stabachse senkrecht zur optischen und zur elektrischen Achse, wie es bei den praktisch benutzten stabförmigen Quarzresonatoren in der Regel der Fall ist, so werden, wie die Versuche lehrten, die Schwingungsvorgänge dadurch wesentlich komplizierter, daß — aus der statischen Theorie der Kristallelastizität von Voigt nicht erklärbare — Kopplungen der Dehnungsschwingungen mit Drillungsschwingungen bestehen, welche periodisch zu- und abnehmende Abweichungen der longitudinalen Eigenfrequenzen vom Harmoniegesetz zur Folge haben.

87. Elastizitätsmoduln des Quarzes[1].

Von den sechs Elastizitätsmoduln des Quarzes s_{11}, s_{33}, s_{44}, s_{12}, s_{13}, s_{14} (in der Bezeichnungsweise von Voigt) ließen sich durch piezoelektrisch angeregte Dehnungs- und Drillungsschwingungen von Quarzstäben, deren Achse senkrecht zur Richtung der optischen Achse steht, die vier in der folgenden Tabelle angegebenen bestimmen. Der Modul s_{12} ist verhältnismäßig ungenau, da er aus der Differenz zweier zehnfach größeren Zahlen errechnet wird. Die anderen drei Moduln sind um rund 2% kleiner als die von Voigt aus statischen Biegungen und Drillungen ermittelten Werte.

Tabelle.

Elastizitätsmoduln des Quarzes in 10^{-13} CGS.

s_{11}	s_{33}	s_{44}	s_{12}
12,7	9,8	19,6	— 1,6

Für Dehnung und Biegung von Stäben der oben genannten Orientierung kommt der Modul s_{11} in Betracht, für Drillung bei rechteckiger Querschnittsform, je nach Lage der größeren Querdimensionen, s_{44} oder $2\,(s_{11} - s_{12})$, für Dehnung in Richtung der optischen Achse der Modul s_{33}. Es ist bemerkenswert, daß sich der Modul s_{11} in dem ganzen untersuchten Frequenzbereich von 10^3 bis $3 \cdot 10^6$ Hz innerhalb etwa 1 % als unabhängig von der Frequenz ergab; dasselbe gilt für s_{44} in allerdings kleinerem Frequenzbereich.

88. Internationale Frequenzmessungen[1].

Zu den schon im vorigen Tätigkeitsbericht erwähnten internationalen Frequenzmessungen sind die damals noch fehlenden Meßresultate inzwischen bei der Reichsanstalt eingegangen. Als Schlußresultat der in den Jahren 1926 und 1927 zum Teil mit Piezooszillatoren des Bureau of Standards, zum Teil mit piezoelektrischen Leuchtresonatoren der Reichsanstalt ausgeführten Messungen hat sich ergeben, daß die Frequenzskalen der fünf an den Messungen beteiligten Länder (Amerika, Deutschland, England, Frankreich, Italien) jetzt bis auf $\pm 4 \cdot 10^{-5}$ miteinander übereinstimmen.

89. Aufstellung einer neuen Frequenzskala für elektrische Schwingungen[1].

a) Grundlagen.

Die praktischen Anforderungen an die Genauigkeit von Frequenzmessungen sind, durch die Entwicklung des Rundfunks bedingt, in den letzten Jahren sehr stark gestiegen. Die absolute Genauigkeit der in den Jahren 1920—1923 neu aufgestellten Frequenzskala der Reichsanstalt, die in einem aus Thomsonschen Schwingungskreisen bestehenden Normalfrequenzmesser festgelegt wurde, genügte diesen Anforderungen nicht mehr; sie wurde seinerzeit unter vorsichtiger Schätzung und unter Berücksichtigung der zeitlichen Inkonstanz der Normal-Kondensatoren und -Spulen zu 1 bis $2 \cdot 10^{-4}$ angegeben, was damals mehr als ausreichend war. Heute erscheint eine etwa 10 fach

[1]) Giebe, Scheibe.

größere Genauigkeit notwendig und mit den heutigen Mitteln, insbesondere mit Hilfe der piezoelektrischen Resonatoren, auch erreichbar.

Die neue Frequenzskala, deren Aufstellung im Gange ist, wird folgendermaßen festgelegt:

I. Durch einen Fundamentalpunkt verhältnismäßig niedriger Frequenz (1560 Hz), die sich durch Zeitmessung mittels Chronographen möglichst genau absolut bestimmen läßt;

II. durch eine größere Anzahl leuchtender Quarzresonatoren als Festpunkte, die über den ganzen in Betracht kommenden Frequenzbereich von etwa 10^3 bis 10^7 Hz verteilt sind und mit Hilfe von harmonischen Oberschwingungen auf den Fundamentalpunkt bezogen werden;

III. durch den bisherigen Normal-Frequenzmesser mit kontinuierlicher Skala, der entweder direkt oder über die Quarzresonatoren auf den Fundamentalpunkt bezogen wird und jederzeit leicht mit Hilfe der Quarzresonatoren nachkontrolliert werden kann.

Zu I. Bei der Festlegung eines Absolutwertes der Frequenz würde sich mit den schon früher angewandten Hilfsmitteln (rotierender Unterbrecher mit Giebeschem Tourenregler) eine Genauigkeit von etwa $1 \cdot 10^{-5}$ erreichen lassen. In neuerer Zeit sind jedoch an verschiedenen Stellen des In- und Auslandes durch Stimmgabeln gesteuerte Röhrensender entwickelt, die eine noch größere absolute Genauigkeit möglich erscheinen ließen sowie einfacher und bequemer in der Handhabung sind. Ein solcher Stimmgabelsender nach Prof. Karolus, wie er für Zwecke der Bildtelegraphie Verwendung findet, wurde der Reichsanstalt von der Telefunken-Gesellschaft in dankenswerter Weise zur Verfügung gestellt (vgl. Abschnitt *b*).

Zu II. waren Untersuchungen über die Einstellungsgenauigkeit, die zeitliche Unveränderlichkeit und den Temperatureinfluß erforderlich (vgl. Abschn. *c*, *d*, *e*).

Zu III. Die Einstellungsgenauigkeit des Normal-Frequenzmessers ist bereits seit längerer Zeit durch Verwendung sehr fein einstellbarer Kondensatoren bis auf 1 bis $2 \cdot 10^{-5}$ gesteigert. Auch die zeitliche Unveränderlichkeit dieses Apparates hat sich nach mehrjähriger Erfahrung als recht gut herausgestellt. Die durch Kapazitätsänderungen der Kondensatoren bedingte Unsicherheit übersteigt in der Regel nicht $5 \cdot 10^{-5}$ der Frequenz. Der Temperaturkoeffizient des Frequenzmessers, dessen Bestimmung jetzt mit Hilfe von Quarzresonatoren einfach ist, wurde für Schwingungskreise aus 3 verschiedenen Selbstinduktionsspulen und verschieden großen Kapazitäten annähernd gleich groß gefunden; die Eigenfrequenz der Schwingungskreise ändert sich um etwa $-1{,}6 \cdot 10^{-5}$ für 1° C Temperaturzunahme.

b) Untersuchung eines Stimmgabelsenders.

Der Stimmgabelsender nach Prof. Karolus, der für die unter a) genannten Zwecke dienen soll, enthält eine Stimmgabel aus Chrom-Nickelstahl von außerordentlich kleinem Temperaturkoeffizienten der Frequenz ($-0{,}6 \cdot 10^{-6}$ nach Angabe von Herrn Karolus), die mit einer Verstärkerröhre in Selbsterregung geschaltet ist. Der so erzeugte Wechselstrom treibt, nach Verstärkung in zwei Stufen, einen Synchronmotor, der in der Reichsanstalt für die Umlaufszählung mit einem Zählwerk ausgerüstet wurde. Die bisherigen Untersuchungen des Apparates erstreckten sich im wesentlichen auf die Prüfung der Frequenzkonstanz in kürzeren Zeitabschnitten; sie haben in dieser Beziehung günstige Resultate ergeben, wie aus dem unten in einer Tabelle mitgeteilten Meßbeispiel hervorgeht. Die gesamte Versuchsdauer betrug dabei 90 Minuten, von 15 zu 15 Minuten lief der Papierstreifen des Chronographen je eine Minute (Streifengeschwindigkeit 1 sec = 10 cm); auf je 60 Sekundenmarken der Normaluhr entfielen rund 10 Marken des Motorzählwerkes. Die mittleren Frequenzen der 6 Einzelmessungen von je 15 Minuten Dauer weichen vom Mittelwert der gesamten Meßzeit nur um $\pm 1 - 2 \cdot 10^{-6}$ ab. Diese Abweichungen sind von

Tabelle.

Zeit	Abweichungen vom Mittel 1559,630 Hz
0.—15. Min.	$-0{,}9 \cdot 10^{-6}$
15.—30. „	$-1{,}9 \cdot 10^{-6}$
30.—45. „	$-1{,}7 \cdot 10^{-6}$
45.—60. „	$+1{,}3 \cdot 10^{-6}$
60.—75. „	$+1{,}7 \cdot 10^{-6}$
75.—90. „	$+1{,}7 \cdot 10^{-6}$

der Größenordnung der Chronographen-Meßfehler und der Unsicherheit der Normaluhr ($1 \cdot 10^{-6}$ bedeutet einen Gangfehler von 0,09 Sekunden für 1 Tag).

c) Konstanz der longitudinal schwingenden Quarzresonatoren.

Hierüber liegen jetzt einige über mehrere Jahre sich erstreckende Erfahrungen vor. Die unten stehende Tabelle enthält für vier solche piezoelektrischen Leuchtresonatoren die in den Jahren 1926 bis 1928 gewonnenen Meßergebnisse. Die in der Tabelle angegebenen Abweichungen der Einzelmessungen vom Mittelwert aller Messungen jedes Resonators überschreiten nur in zwei Fällen $5 \cdot 10^{-5}$; die Schwankungen betragen im Mittel $\pm 2 - 3 \cdot 10^{-5}$ und sind zum größeren Teil auf Änderungen der bisherigen Frequenzskala, d. h. der elektrischen Schwingungskreise des bisherigen Normal-Frequenzmessers zurückzuführen. Dazu kommt die Unsicherheit bei der Resonanzabstimmung 1. des Normal-Frequenzmessers auf die Frequenz des Meßsenders im Betrage von $1 - 2 \cdot 10^{-5}$, 2. des Meßsenders auf die elastische Eigenfrequenz der Quarzresonatoren, wobei das Auftreten der Leuchterscheinung als Kriterium der Resonanz dient. Die Quarzresonatoren sind nicht alle gleich empfindlich; die Abstimmgenauigkeit beträgt im allgemeinen $1 - 2 \cdot 10^{-5}$, bei besonders empfindlichen Resonatoren einige Milliontel. Nach den bisherigen Erfahrungen sind die Quarzresonatoren zweifellos konstanter als der Normal-Frequenzmesser. Mit Hilfe des letzteren ließen sich Änderungen der Eigenfrequenzen der Resonatoren bisher nicht nachweisen, auch bei denjenigen Resonatoren nicht, die für die internationalen Vergleichsmessungen (Ziff. 88) über weite Transportwege gesandt waren.

Tabelle.

Resonator	Nr. 3544	Nr. 10003	Nr. 5376	Nr. 11925
mittlere Wellenlänge	401,085 m	400,274 m	598,501 m	1298,17 m
mittlere Frequenz	747597 Hz	749112 Hz	501002 Hz	230979 Hz
Datum	Abweichungen vom Mittelwert aller Messungen in 10^{-5}			
16. 4. 26	− 2,5	—	− 4,3	− 3,1
19. 4. 26	+ 4,5	—	+ 0,7	+ 4,6
20. 4. 26	—	—	+ 3,7	—
24. 6. 26	—	—	—	+ 1,5
25./26. 1. 27	− 0,5	+ 0,5	+ 5,3	—
28. 6. 27	—	—	− 0,5	—
2./20. 4. 28	+ 0,8	− 2,3	+ 2,8	—
19. 6. 28	—	—	—	− 1,5
20. 6. 28	—	− 3,8	—	—
3. 9. 28	+ 4,0	+ 4,5	+ 0,7	—
29. 9. 28	− 6,3	− 4,5	—	—
1. 10. 28	—	—	− 3,0	—
2. 10. 28	—	—	—	± 0
8. 11. 28	− 2,5	+ 0,3	− 3,5	—
9. 11. 28	—	+ 1,5	—	—
27. 11. 28	+ 2,3	+ 3,8	− 1,7	—
Mittlere Abweichung	± 2,9	± 2,7	± 2,6	± 2,1

d) Transversal schwingende Quarzresonatoren für Frequenzen von 10^3 bis $3 \cdot 10^4$ Hz.

Nachdem durch frühere Untersuchungen die Bedingungen für die piezoelektrische Anregung von Transversalschwingungen studiert waren, konnte nunmehr an die Herstellung von Leuchtresonatoren für das Frequenzgebiet von etwa 10^3 bis $3 \cdot 10^4$ Hz gegangen werden, das mit Longitudinalschwingungen nicht erreichbar ist. Sobald die praktischen Schwierigkeiten, die zunächst die zuverlässige, unveränderliche Montierung von Quarzstäben für Biegungsschwingungen machte, überwunden waren, wurde ein Satz von Resonatoren für 2000, 3000, 4000 usw. bis 20000 Hz beschafft und untersucht. In Tab. A (S. 224) sind Abmessungen für einige dieser Resonatoren mitgeteilt, die sich für einen vorgegebenen Frequenzwert mit einer Sicherheit von weniger als 0,5 % vorausberechnen lassen.

Transversal schwingende Quarzstäbe müssen an den Bewegungsknoten gehalten werden, was bei Longitudinalresonatoren nicht nötig ist; erstere können daher, wenn fertig montiert, nur

zu einer der möglichen Biegungsschwingungen angeregt werden. Bei den Beispielen der Tabelle ist dies nicht die Grundschwingung, sondern die erste Oberschwingung. Jedoch kann man beim fertigen Transversalresonator vermöge einer einfach ausführbaren Umschaltung der Anregungselektroden auch eine ganze Reihe von longitudinalen Schwingungen leuchtend anregen.

Tabelle A.

Nennwert der Frequenz	Näherungswerte der Stabdimensionen		
	Länge	Dicke parallel zur Schwingungsrichtung	Dicke senkrecht zur Schwingungsrichtung
Hz	mm	mm	mm
4000	123,8	4	1,5
5000	110,7	4	1,5
6000	100,9	4	1,5
8000	87,1	4	1,5

Die Abstimmgenauigkeit bei solchen Transversalresonatoren, Meßverfahren und Genauigkeit bei der Vergleichung ihrer Frequenz mit dem Fundamentalpunkt nach *a)* seien an einem in Tabelle B mitgeteilten Meßbeispiel erläutert. Die Vergleichung erfolgte unter Benutzung des kontinuierlichen Normal-Frequenzmessers und eines Meßsenders, der die für eine genaue Frequenzmessung erforderliche Leistung hat, und zwar mit Hilfe von harmonischen Oberschwingungen einerseits des Stimmgabelsenders S (vgl. *b)* Frequenz f_n), andererseits eines dritten mit seiner Grundfrequenz auf den leuchtenden Transversalresonator (Frequenz f_x) abgestimmten Röhrensenders Q. Die Oberschwingungen wurden so ausgewählt, daß sie nahe gleiche Frequenz hatten, im Meßbeispiel wurde die 42. Oberschwingung von S und die 11. von Q benutzt. Der Meßsender wurde nach der Schwebungsmethode einmal auf die Frequenz $42\,f_n$ (≈ 65560 Hz), dann auf die Frequenz $11\,f_x$ abgestimmt. Am Normalfrequenzmesser wurde zuerst $42\,f_n$, dann $11\,f_x$ gemessen, jedoch kommt für die Bestimmung von f_x nur die geringe Differenz $42\,f_n - 11\,f_x$ von weniger

Tabelle B

Messung Nr.	Einzelwerte der Frequenz	Abweichung vom Mittelwert absolut	Abweichung vom Mittelwert relativ
	Hz	Hz	$\cdot 10^{-6}$
1	5960,15	− 0,03	− 5
2	5960,15	− 0,03	− 5
3	5960,18	+ 0,01	+ 2
4	5960,20	+ 0,03	+ 5
5	5960,20	+ 0,03	+ 5
6	5960,13	− 0,05	− 8
7	5960,23	+ 0,05	+ 9
8	5960,15	− 0,02	− 4

Mittelwert der Frequenz: 5960,17 Hz.
Mittlerer Fehler der Einzelmessungen: $\pm 6 \cdot 10^{-6}$,
Mittlerer Fehler des Mittelwertes: $\pm 2 \cdot 10^{-6}$.

als $1\,^0/_{00}$ in Betracht, die einer Kapazitätsdifferenz von 10 $\mu\mu$F bei 5940 $\mu\mu$F Gesamtkapazität (Induktivität 1 mH) entsprach. Absoluter Fehler des Frequenzmessers, Temperatureinfluß usw. fallen bei diesem Verfahren heraus. Die Dauer der Meßreihe (Tabelle B) von 8 Einzelmessungen betrug 2 Stunden, bei jeder Einzelmessung maßen zwei Beobachter je einmal f_n und f_x. Die Abweichungen der Einzelwerte vom Mittel zeigen keinen Gang, sie erreichen höchstens 0,05 Hz d. h. $9 \cdot 10^{-6}$, der mittlere Fehler des Mittelwertes beträgt nur $\pm 2 \cdot 10^{-6}$. Eine am nächsten Tage ausgeführte gleiche Meßreihe ergab den nur um $1{,}6 \cdot 10^{-6}$ größeren Mittelwert 5960,18 Hz ($\pm 4 \cdot 10^{-6}$). Dieser transversal schwingende Leuchtresonator hat sich also in diesen zwei Tagen als nahezu

ebenso zuverlässig erwiesen wie der Stimmgabelsender. Erfahrungen über längere Zeiträume liegen noch nicht vor.

e) Temperaturkoeffizient der Leuchtresonatoren.

Die Leuchtresonatoren zeichnen sich durch außerordentlich kleine Temperaturkoeffizienten der Frequenz aus. Für die Transversal-Resonatoren im hörbaren Frequenzbereich wurde der Temperaturkoeffizient zwischen 7° und 20° C zu etwa $-5 \cdot 10^{-6}$/Grad bestimmt, er ist also etwa 20 mal kleiner als bei den gewöhnlichen Stimmgabeln. Noch günstiger verhalten sich die Longitudinalresonatoren im Hochfrequenzgebiet; bei diesen konnte eine Änderung der Eigenfrequenz bei einer Temperaturänderung von 0° auf 20° C mit den bisherigen Hilfsmitteln nicht sicher nachgewiesen werden. Der Temperaturkoeffizient hat vermutlich die Größenordnung $1 \cdot 10^{-6}$/Grad.

Unter Berücksichtigung der bekannten thermischen Ausdehnungskoeffizienten des Quarzes ergibt sich aus dem Temperaturkoeffizient der transversalen Eigenfrequenz derjenige des Elastizitätsmoduls ($E = 1/s_{11}$, vgl. Nr. 88) zu dem außerordentlich niedrigen Betrage von $-5 \cdot 10^{-6}$/Grad; hieraus berechnet sich der Temperaturkoeffizient der longitudinalen Eigenfrequenzen zu $+1 \cdot 10^{-6}$/Grad im Einklang mit der Beobachtung.

Es sei bemerkt, daß die besonders in Amerika bevorzugten Quarzoszillatoren, d. h. Quarzresonatoren in Selbsterregungschaltung mit Verstärkerröhren, wobei in der Regel Quarzplatten an Stelle von Stäben benützt werden, mehr als zehnmal größere Temperaturkoeffizienten haben; sie müssen daher bei hohen Genauigkeitsanforderungen in einen Thermostaten eingebaut werden, was bei den in der Reichsanstalt entwickelten Leuchtresonatoren nicht nötig ist.

90. Kapazitätsvariator ohne Anfangskapazität[1].

Bei den gebräuchlichen Formen von Kapazitätsvariatoren wird die Kapazitätsänderung entweder durch Änderung der wirksamen Fläche der Belegungen oder ihres Abstandes erzielt. Da praktisch weder die Fläche unendlich klein, noch der Abstand unendlich groß gemacht werden kann, so läßt sich im allgemeinen eine

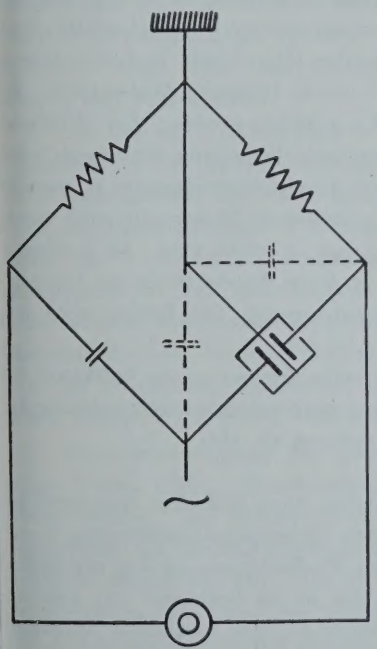


Abb. 10.

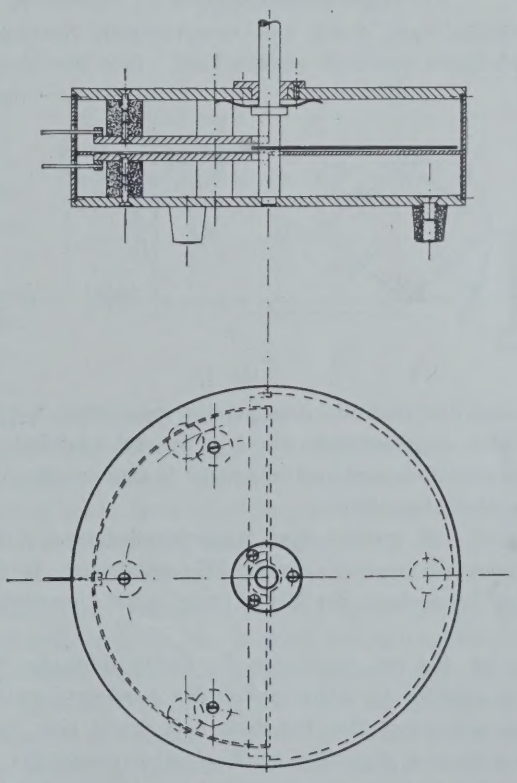


Abb. 11.

Minimalkapazität von einigen $\mu\mu$F nicht unterschreiten. Legt man einen Kondensator so in eine Meßschaltung, daß nur die Teilkapazität der Belegungen gegeneinander wirksam ist, jedoch ihre Teilkapazitäten gegen Erde, d. h. gegen das geerdete Gehäuse, nicht oder nur mittelbar in die Messungen eingehen, so ist es möglich, die Teilkapazität der Belegungen gegeneinander zum Ver-

[1]) Zickner.

schwinden zu bringen. Eine solche Schaltung muß, wie z. B. die in Fig. 10 gezeichnete Brückenschaltung, drei Anschlußpunkte verschiedenen Potentials besitzen. Hier befinden sich beispielsweise die Belegungen auf Erreger- bzw. Indikator-Potential, das Schirmgehäuse auf Erdpotential. Schiebt man nun eine leitende, mit dem Gehäuse verbundene Trennwand zwischen die Belegungen ein, so wird der zwischen diesen übergehende Kraftfluß nach Erde abgeleitet, d. h. in eine Brückendiagonale bzw. in einen der Widerstandszweige verlegt. Die Teilkapazität der Belegungen gegeneinander kann dadurch bis auf den Wert Null kontinuierlich verringert werden. Vorausgesetzt ist, daß auch die Zuleitungen zum Apparat durch eine, die eine von ihnen umschließende, leitende, geerdete Hülle gegeneinander abgeschirmt sind.

Eine Ausführungsform des Apparates zeigt Abb. 11. Die beiden Belegungen befinden sich in einem Gehäuse, das durch eine wagerechte Trennwand in zwei Kammern geteilt ist. Die Trennwand besitzt zwischen den Belegungen einen Ausschnitt von der Form und Größe der letzteren, der durch Drehung eines leitenden Flügels um die Achse geschlossen werden kann. Der Flügel ist mit dem Gehäuse verbunden. Bei geschlossenem Ausschnitt ist die Kapazität zwischen den Belegungen gleich Null, bei offenem hat sie einen bestimmten, durch Größe und Abstand der Belegungen definierten Wert. Zwischen beiden Grenzen findet ein linearer Übergang statt. Da das feste Isolationsmaterial des Kondensators ausschließlich zwischen Belegungen und Gehäuse angeordnet ist, so ist die wirksame Meßkapazität (zwischen den Belegungen) völlig verlustfrei. Der Apparat eignet sich daher als Meßkondensator für die Bestimmung sehr kleiner Kapazitäten und ihrer Verlustwinkel.

91. Registrierung von Kapazitätsänderungen[1]).

Um Kapazitätsänderungen zu registrieren, ist es erforderlich, die zu untersuchende Kapazitätsänderung durch eine entsprechende Spannungs- oder Stromänderung zu ersetzen, damit ein Meßgerät verwandt werden kann. Dies geschieht bei der vorliegenden Methode mit Hilfe einer Kapazitätsbrücke, in deren einen Zweig der Kondensator C_x (vgl. Abb. 12) eingeschaltet wird, dessen Änderung zu untersuchen ist, während ein zweiter Zweig ebenfalls einen Kondensator (C_2) enthält und die übrigen Zweige durch Ohmsche Widerstände (R_3 und R_4) gebildet werden. Zur Erfüllung der Amplitudenbedingung der Brücke wird C_x einem Ausgleichskondensator C_1 parallel gelegt, während die Phasenbedingung durch zwei den Widerständen parallel geschaltete Kondensatoren C_3 und C_4 erfüllt wird. Als Indikator dient eine Elektronenröhre in Gittergleichrichtungsschaltung, in deren Anodenzweig ein kompensiertes Gleichstromgalvanometer G eingeschaltet ist (Registrierinstrument). Die Brücke wird zunächst abgeglichen.

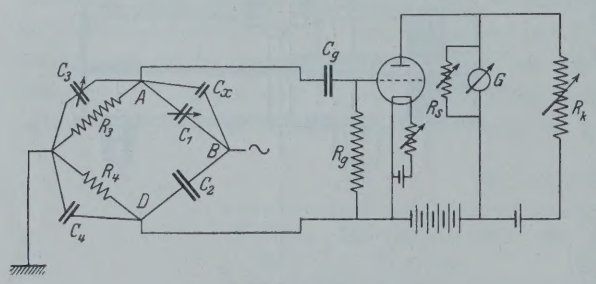


Abb. 12.

Die infolge einer Kapazitätsänderung ΔC in C_x auftretende Spannung am Indikator ist innerhalb gewisser Grenzen ΔC proportional; die dieser Spannung entsprechende Stromänderung δi_a im Anodenkreis der Röhre hängt jedoch quadratisch von der ersteren ab, also

$$\delta i_a = F \cdot e_g^2.$$

F ist eine von den Daten der Röhre abhängige Konstante. Durch einen einfachen Kunstgriff ist es möglich, die Abhängigkeit der Anodenstromänderung von der Gitterspannungsänderung linear zu gestalten. Man hat dazu dem Gitter eine der anzulegenden Wechselspannung Δe_g zuzuaddierende, also phasengleiche Wechselvorspannung e_g zu erteilen, die so zu bemessen ist, daß sie praktisch als groß gegen Δe_g betrachtet werden kann. Wird durch Δe_g eine zusätzliche Änderung des Anodenstromes Δi_a erzeugt, so folgt

$$\delta i_a + \Delta i_a = F(e_g + \Delta e_g)^2$$

und hieraus durch Differenzbildung

$$\Delta i_a = 2 F \cdot e_g \cdot \Delta e_g.$$

Unter den oben angegebenen Bedingungen ist es also möglich, eine Kapazitätsänderung formgetreu abzubilden oder zu registrieren.

[1]) A. Schulze, Zickner.

Die Gitterwechselvorspannung wird durch geringe Verstimmung der Brücke gegen die ursprünglich eingestellte Gleichgewichtslage erhalten.

Es wurde ferner die Empfindlichkeit der Anordnung in Abhängigkeit von Gitterwechsel- und Gleichspannung (als Vorspannung), sowie von der Anodenspannung untersucht. Es zeigt sich, daß bei Benutzung einer Gitterwechselvorspannung auch eine erhebliche Steigerung der Empfindlichkeit eintritt. Die unter günstigsten Umständen erreichbare Empfindlichkeit betrug etwa 0,01 $\mu\mu$F pro Skalenteil Ausschlag; das entspricht einer relativen Kapazitätsänderung von $1 \cdot 10^{-5}$.

Zur Prüfung der Methode wurde eine Reihe linearer Kapazitätsänderungen verschiedener Größe (0 bis 1 $\mu\mu$F, 0 bis 10 $\mu\mu$F, 0 bis 100 $\mu\mu$F, 0 bis 1000 $\mu\mu$F) ohne und mit Gitterwechselvorspannung untersucht. Eins der aufgenommenen Kurvenpaare, die angenähert gleichen Charakter haben, ist in Abb. 13 dargestellt. Man erkennt den etwa quadratischen Verlauf der Kurve ohne, den linearen Verlauf der Kurve mit Gitterwechselvorspannung. Die obere Grenze der formgetreu registrierbaren Kapazitätsänderungen liegt für die verwendete Anordnung etwa bei 1000 $\mu\mu$F.

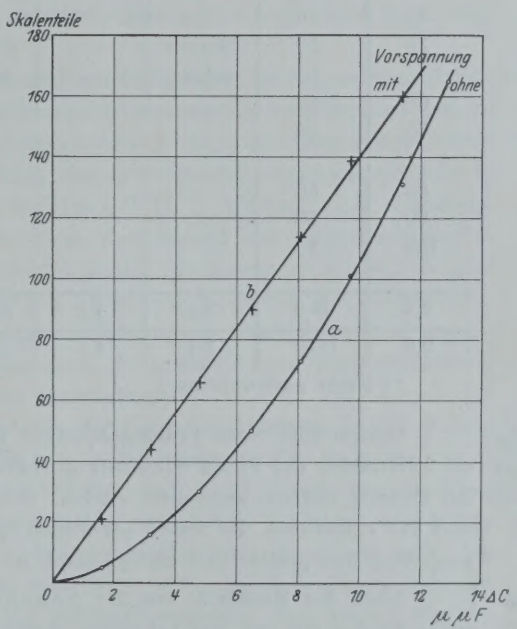


Abb. 13.

92. Dielektrische Verluste von festen Isolierstoffen[1]).

Bei den bisher ausgeführten Versuchen wurde ein relativ langsam folgendes Zeigergalvanometer verwendet. Es ist beabsichtigt, auch schneller folgende Instrumente in der Anordnung zu versuchen, um auch schnell erfolgende Kapazitätsänderungen erfassen zu können.

Isolierstoffe mit möglichst geringen dielektrischen Verlusten sind zum Bau von Kondensatoren, von Hochspannungsmeßgeräten und ähnlichem von großer Bedeutung. Nach den bisher vorliegenden Erfahrungen gibt es nur sehr wenige Isolierstoffe, die sich für die genannten speziellen Zwecke eignen. In erster Linie sind dies Quarzglas (amorpher Quarz) und Preßbernstein.

Da sich die Angaben über die Verluste dieser Isolierstoffe in der Literatur widersprechen, wurden an 2 Quarzplatten, die nach Angabe der Lieferfirma aus geschmolzenem Quarzkristall bestanden, sowie an 2 Platten aus Preßbernstein Messungen des durch dielektrische Verluste bedingten Leistungsfaktors bei verschiedenen Spannungen bis zum Durchschlag bzw. Überschlag und bei verschiedenen Frequenzen ausgeführt. Die Quarzgläser waren von den Deutschen Ton- und Steinzeug-Werken, Berlin (Fabrikat der Deutsch-Englischen Quarzschmelze), die Bernsteinplatten von der Preußischen Bergwerks- und Hütten-Aktien-Gesellschaft, Zweigniederlassung Bernsteinwerke Königsberg i. Pr., in liebenswürdiger Weise zur Verfügung gestellt.

Die Verunreinigung der geschmolzenen Quarzgläser betrug bei Platte 1 etwa 2,5‰, bei Platte 2 etwa 0,6‰. Durch Augenschein konnte festgestellt werden, daß die Platte 1 zahlreiche Blasen enthielt. Die Platten wurden auf beiden Seiten durch Kathodenzerstäubung oder durch Aufspritzen mit kreisförmigen Metallbelegungen versehen, von denen die eine als Schutzringelektrode ausgebildet war. Für die Messungen war die Schutzringelektrode mit einem geerdeten Metallgehäuse versehen. Bei den Hochspannungsmessungen befanden sich die Platten unter Öl. Die Ergebnisse sind in der folgenden Tabelle enthalten.

Wie aus der Tabelle hervorgeht, sind die hohen dielektrischen Verluste, die A. Palm in der *Elektrotechn. Zeitschr.* **48.** *1611. 1927* für Quarz und Bernstein angegeben hat, an den hier untersuchten Stücken nicht bestätigt worden. Ein anomales Aufleuchten des Bernsteins oder Quarzes beim Durchschlag konnte nicht festgestellt werden.

---

[1]) Zickner, Pfestorf.

Tabelle.

Verlustwinkel und Dielektrizitätskonstante von Quarz und Bernstein in Abhängigkeit von der Spannung und der Frequenz.

Spannung in	Frequenz	Quarzglas				Preßbernstein			
		Platte 1 4 mm stark		Platte 2 3,5 mm stark		Platte 1 8 mm stark		Platte 2 9 mm stark	
kV_{eff}	Hz	tg δ	ε	tg δ	ε	tg δ	ε	tg δ	ε
		$\times 10^{-3}$		$\times 10^{-3}$		$\times 10^{-3}$		$\times 10^{-3}$	
10	50	2,6		≈0*)		—		—	
20	50	3,4	4,2	0,4	4,2	0,5		—	
30	50	3,7		0,4		0,5		1,2	
40	50	3,7		0,5		0,8	2,8	1,2	
50	50	Durchschlag		Durchschlag		1,0		1,2	2,7
60	50	—		—		—		1,2	
70	50	—		—		Durchschlag		1,3	
80	50	—		—		—		—	
90	50	—		—		—		—	
100	50	—		—		—		Durchschlag	
0,3	800	3,0	4,2	≈0*)	4,2	1,0	2,8	1,4	2,7
0,3	1910	2,1	4,2	≈0*)	4,2	1,8	2,8	1,7	2,8

*) Nicht nachweisbar.

93. Temperaturkoeffizient von Selbstinduktionsnormalen[1]).

Gelegentlich eines Prüfungsantrages wurde der Temperaturkoeffizient der Selbstinduktion an 2 Normalen der Firma Siemens & Halske von je 0,1 H (Litzenspulen) bestimmt, wie sie in der Technik vielfach gebraucht werden. Die Untersuchung wurde zwischen den Temperaturen 20° und 31° ausgeführt. Es wurde bei beiden Spulen ein sehr kleiner Temperaturkoeffizient gefunden; sein Wert war positiv und kleiner als $1 \cdot 10^{-5}$/Grad.

94. Röntgendosiseinheit[2]).

Nach der Rückkehr von Dr. Behnken aus den Vereinigten Staaten (vgl. Tätigkeitsber. 1927) wurden die von ihm bei seinen dortigen Vergleichsmessungen benutzten Dosismesser in der Reichsanstalt erneut durchgemessen, wobei sich ergab, daß ihre Eichkonstanten sich während der Reise nicht verändert hatten. Es läßt sich nunmehr das Endergebnis der Reise dahin zusammenfassen, daß zwischen der Röntgendosiseinheit des Röntgeninstituts der Harvard University in Cambridge (Duane) und derjenigen der Reichsanstalt eine Diskrepanz nicht festzustellen war. Die Einheit der Cleveland Clinic (Glasser) wurde zu etwa 4% kleiner gefunden als diejenige der Reichsanstalt. Der Grund dafür scheint in der besonderen Form der von Glasser benutzten Normalkammer zu liegen. Jedenfalls zeigten einige nachträglich in der Reichsanstalt ausgeführte Versuche mit einer der Glasserschen Kammer nachgebauten Ionisationskammer die gleichen Abweichungen. Die Frage wird weiter untersucht.

95. Annahme einer internationalen Dosiseinheit.

Das Ergebnis der vergleichenden Dosismessungen der Reichsanstalt mit den Amerikanischen Instituten[3]) führte dazu, daß die Überzeugung von der Überlegenheit der seit dem Jahre 1924 auf Grund der Arbeiten der Reichsanstalt in Deutschland eingeführten Dosiseinheit über die sogenannte Solomon-Einheit auch international Boden gewann. Infolgedessen wurde auf dem zweiten internationalen Kongreß für Radiologie in Stockholm einstimmig die Annahme einer internationalen Röntgenstrahlendosiseinheit beschlossen, deren Definition im wesentlichen dem deutschen Vorbilde folgt. Nur insofern wurde davon abgewichen, als die Bezugstemperatur der Luft, bei welcher die Ionisation den Normalbetrag erreicht, nicht wie in der bisherigen deutschen Definition mit 18° C sondern mit 0° C festgesetzt wurde. Infolgedessen verhält sich das „internationale Röntgen“ (r

[1]) Zickner. [2]) Behnken, Jaeger. [3]) Behnken.

zu dem bisherigen „deutschen Röntgen“ (R) wie 1 : 1,066. Seit dem 1. Dezember 1928 werden die Eichergebnisse der Reichsanstalt für Dosismesser nur noch in internationalen Röntgen angegeben (Anh., Nr. 52).

96. Dosismessereichungen mit Radium[1]).

Der Vorschlag von Solomon, die Definition einer Röntgendosiseinheit auf einen Vergleich des durch eine bestimmte Menge Radium in bestimmter Anordnung hervorgerufenen Ionisationsgrades mit der durch die Röntgenstrahlen erzeugten Ionisation aufzubauen, wurde einer eingehenden teils experimentellen, teils theoretischen Kritik unterzogen. Es ergab sich, daß eine Definition auf dieser Grundlage zwar nicht grundsätzlich unmöglich ist, wohl aber sehr kompliziert wird. In der zur Zeit in Frankreich üblichen Form ist sie jedenfalls völlig unzureichend. Es wurde ausführlich dargelegt, wie verfahren werden müßte, wenn man auf diese Weise zu einer eindeutigen Definition gelangen wollte. Ferner wurden Messungen über das Verhältnis einer so definierten Einheit zum deutschen bzw. internationalen Röntgen angestellt.

Die bisher erwähnten Arbeiten über die Röntgendosimetrie sind veröffentlicht (vgl. Anh., Nr. 51 und 52).

97. Messungen an „Strahlenschutzröhren“[2]).

Die Maßnahmen zur Verhütung von Röntgenstrahlenschädigungen beanspruchen zur Zeit ein besonderes Interesse, da der Erlaß diesbezüglicher Schutzbestimmungen sowohl für das Deutsche Reich als auch international in Bearbeitung ist. Im Zusammenhang mit diesem Gegenstand wurden mit einem Dosismesser besonders hoher Empfindlichkeit, der noch Dosisleistungen bis herunter zu 10^{-5} r/sec zu messen erlaubte, Messungen an von der Firma C. H. F. Müller, A.-G., Hamburg, konstruierten Selbstschutzröhren vorgenommen, bei denen der Austritt von Röntgenstrahlen in anderer als der Richtung des Nutzstrahlenkegels unterdrückt ist. Die Messungen zeigen, wie groß die bei durch Blei verschlossenem Austrittsfenster in der Umgebung der Röhre noch auftretenden Dosisleistungen sind und liefern so einen zahlenmäßigen Anhalt über den erreichten Grad des angestrebten Schutzes. Es ist beabsichtigt, diese Messungen, die bisher nur an einer Diagnostik-Röhre durchgeführt wurden, auch auf Therapieröhren auszudehnen.

98. Auslösung von Elektronen durch Röntgenstrahlen[1]).

Bei Röntgendosismessern spielt das Wandmaterial der Ionisationskammer für die Wellenlängenunabhängigkeit der Eichung eine wichtige Rolle, da an der Erzeugung der Ionisation die in der Kammerwand ausgelösten Elektronen hervorragend beteiligt sind. Es ist deshalb von Interesse, über diese Elektronenauslösung systematische Untersuchungen anzustellen, bei denen sowohl das bestrahlte Material als auch die Strahlenqualität in möglichst weiten Grenzen variiert wird. An 27 reinen Elementen (vom C bis zum Bi) wurden bei verschiedenen Röntgenwellenlängen zwischen 0,15 und 2 Å Messungen der Elektronenemission bei Röntgenbestrahlung ausgeführt. Für die Elektronenemission in Abhängigkeit von der Atomnummer ergaben sich Kurven, die von früher gefundenen Ergebnissen von Berg und Ellinger, bei denen allerdings nicht genau die gleichen Versuchsbedingungen vorlagen, abweichen. Stellt man, soweit dies aus den in der Literatur bislang vorliegenden Daten möglich ist, die Energiebilanz der Elektronenemission auf Grund der Quantengesetze auf, so gelangt man bei gewissen Vereinfachungen zu einer Formel von folgender Gestalt:

$$E = (\varrho/\mu_\lambda)_C \cdot (\mu_\lambda/\varrho)_N \cdot \{1 - \lambda/\lambda_{K,L} \ldots [(1 - 1/\varkappa) \cdot (1 - f(N)/100)]\}.$$

Hier bedeutet: E die Elektronenemission, $(\varrho/\mu_\lambda)_C$ den reziproken Massenabsorptionskoeffizienten des Kohlenstoffes für die Wellenlänge λ, $(\mu_\lambda/\varrho)_N$ den Massenabsorptionskoeffizienten des bestrahlten Körpers der Atomnummer N, $\lambda_{K,L} \ldots$ die Wellenlänge der auf λ folgenden Absorptionskante des bestrahlten Elementes, $\varkappa$ die Größe des Absorptionssprunges an dieser Kante, $f(N)$ den Prozentsatz an „innerer Absorption“, der bei Elektronenauslösung aus der betreffenden zur Kante gehörigen Elektronenschale angeregten Fluoreszenzstrahlung.

Die nach dieser Formel berechneten Emissionskurven zeigen mit den experimentell gefundenen weitgehende Ähnlichkeit. Die noch bestehenden Abweichungen lassen sich, wenigstens qualitativ, aus den einstweilen unvermeidlichen Vernachlässigungen erklären.

Soweit Ergebnisse dieser Versuche vorlagen, wurde darüber auf der diesjährigen Naturforscherversammlung in Hamburg berichtet.

---

[1]) Behnken, Jaeger. [2]) Behnken.

99. Normung kleiner Ionisationskammern[1]).

Von praktisch interessierter Seite wurde gelegentlich der Wunsch nach einer Normung der für die Röntgendosimetrie verwandten kleinen Ionisationskammern geäußert. Um zur Beurteilung dieser Frage Material zu gewinnen, wurden an einer Serie von kleinen Ionisationskammern, die nach einem Verfahren der Firma Siemens & Halske A.-G. aus einer Mischung von Kohle und einem Leichtmetall gepreßt waren, systematische Messungen angestellt. Diese zeigten, daß es möglich ist, einwandfreie Kleinkammern fabrikationsmäßig herzustellen, die folgende Eigenschaften besitzen: weitgehende Wellenlängenunabhängigkeit, Gleichmäßigkeit in den Abmessungen, Gleichmäßigkeit in der Strahlenempfindlichkeit, gute Leitfähigkeit der Kammerwand, mechanische Widerstandsfähigkeit. Durch geeignete Konstruktion des Kammerträgers läßt sich dieser praktisch röntgenschattenfrei und damit die Kammer weitgehend richtungsunabhängig machen (Anh. 1, Nr. 56).

100. Kompensationsmethode zur Messung schwacher Ströme[1]).

Die bereits im Tätigkeitsbericht 1927 erwähnte Kompensationsmethode, bei der der Sättigungsstrom eines variablen Uranstandards dem zu messenden Strome entgegengeschaltet wird, wurde weiter ausgearbeitet. Ein Versuchsmodell eines nach diesem Prinzip arbeitenden Dosismessers befindet sich im Bau. Es wird erwartet, daß sich die Eichung von Dosismessern mit dieser Apparatur wesentlich vereinfachen lassen wird (Anh., Nr. 57).

101. Untersuchungen ausländischer Elektrizitätszähler[2]).

Die Vielgestaltigkeit der Vorschriften, die in den einzelnen Ländern der Welt für Elektrizitätszähler aufgestellt sind, hat die Internationale Elektrotechnische Kommission veranlaßt, Arbeiten aufzunehmen, um so weit wie möglich zu einer größeren Einheitlichkeit der Vorschriften zu gelangen. Nach den Beschlüssen der letzten Tagung der IEC war dabei insbesondere zu den sehr eingehenden Vorschriften, die vom American Engineering Standards Committee herausgegeben sind, Stellung zu nehmen. Die Anforderungen, die in diesen Vorschriften an die Eigenschaften der Zähler gestellt werden, gehen zum Teil über das hinaus, was in Deutschland als notwendig angesehen wird. Um nun ein zuverlässiges Bild über die tatsächliche Leistungsfähigkeit ausländischer Zählerfabrikate zu erhalten, wurde eine größere Anzahl von Zählern amerikanischer, englischer und australischer Herkunft einer eingehenden Untersuchung unterzogen, die sich insbesondere auf die Meßgenauigkeit unter verschiedenen Betriebsbedingungen erstreckte. Die Ergebnisse der Untersuchung sind den beteiligten Kreisen bekanntgegeben und für die Stellungnahme zu den amerikanischen Vorschriften verwertet worden.

102. Normalwiderstände für hohe Belastung[2]).

Auf Grund der günstigen Erfahrungen, die mit dem im vorigen Berichte erwähnten 1000 Ohm-Normal gemacht waren, wurden weitere Normale mit den Werten 10, 100 und 10 000 Ohm hergestellt und untersucht. Der Widerstand von 10 000 Ohm zeigte im Verlaufe von etwa einem Jahre eine Zunahme von 0,35 ‰; die Zunahme liegt also innerhalb der Grenzen, die auch sonst bei Widerständen von hohem Betrage beobachtet werden.

103. Vibrations-Galvanometer für mittlere Frequenzen[2]).

Das in dem Tätigkeitsbericht 1918 beschriebene, elektromagnetisch abstimmbare Vibrationsgalvanometer für Frequenzen bis 1000 Per/s hat sich insofern nicht bewährt, als die Reproduktion des schwingenden Systems, das bei dem Versuchsinstrument Verwendung gefunden hatte, größte Schwierigkeiten bereitete. Die Versuche waren nicht fortgesetzt worden, weil das Vibrationsgalvanometer von Duddell für den mittleren Frequenzbereich im allgemeinen ausreicht. In letzter Zeit sind jedoch von seiten der Industrie verschiedentlich Anfragen nach einem bequemer abstimmbaren Instrument an die Reichsanstalt gelangt. Die Versuche sind daher wieder aufgenommen worden; nach ihrem bisherigen Ergebnis wird es möglich sein, das Vibrationsgalvanometer für niedrige Frequenzen[3]) so umzubauen, daß mit einem weiteren System-Einsatz ein Frequenzbereich bis 1000 Per/s umfaßt wird.

104. Versuche zur Vokaltheorie[4]).

Ein Überlagerungstonsender, welcher sinusförmige Spannungen lieferte, wurde mit freundlicher Unterstützung der Firma Siemens & Halske gebaut. Mit seiner Hilfe konnten unter Anwendung eines großen Kondensatortelephons von Engl möglichst reine Töne erzeugt werden. 20 Versuchspersonen wurden 39 zwischen 109 und 4645 Hz liegende, in gleichen Intervallen verteilte Töne vorgeführt. Hierbei wurde die Frage gestellt, welchem Vokal der vorgeführte Ton am ähnlichsten klinge. Die Ergebnisse sind in den abgebildeten Kurven (Abb. 14) enthalten; für jeden Vokal und den stimmhaften Konsonanten *m* wurde die prozentische Häufigkeit der auf ihn entfallen-

[1]) Jaeger. [2]) Schmidt.
[3]) *Zeitschr. f. Instrkde.* **38.** *S. 1. 1918.* [4]) Engelhardt, Gehrcke.

den Urteile in Abhängigkeit von der Schwingungszahl des gehörten Tones aufgetragen. Hierdurch wird das bisherige Bild, welches Stumpf in Analogie zu den Heringschen Grundfarben über die Verteilung der Vokalcharaktere auf die einzelnen Schwingungszahlen gegeben hat, z. T. bestätigt, z. T. wesentlich verändert. Eine ausführliche Veröffentlichung wird demnächst erscheinen.

105. Versuche über das Hören von Silben u. Texten[1]).

Mit freundlicher Unterstützung der Firma Carl Lindström A.-G. wurden drei Grammophonplatten hergestellt: Die erste enthielt aus zwei Buchstaben bestehende Silben, welche aus der Verbindung jedes Konsonanten als Anlaut mit je einem der Vokale als Auslaut bestanden. Eine zweite Platte wurde mit sinnvollem Text besprochen, eine dritte Platte enthielt die gleichen Silben wie der sinnvolle Text, aber in sinnloser Reihenfolge. Sämtliche Platten wurden 12 Versuchspersonen vorgeführt und diese aufgefordert, das Gehörte mitzuschreiben. Das mit der ersten Platte gewonnene Protokoll diente dazu, festzustellen, welche Verzerrungen bei der Wiedergabe der gesprochenen Buchstaben durch das Grammophon auftreten. Diese Feststellungen konnten bei der Auswertung der mit den beiden anderen Platten gewonnenen Protokolle berücksichtigt werden.

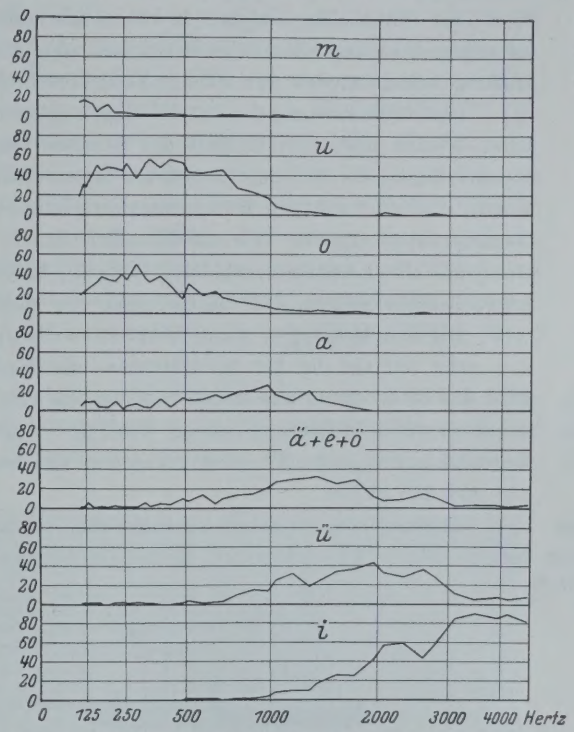


Abb. 14. Abhängigkeit der Vokalcharaktere reiner Töne von der Schwingungszahl.

Die Protokolle ließen die beim Hören unklarer Texte eintretenden Fehler der psychischen Tätigkeiten zahlenmäßig erfassen. Es zeigte sich, daß die unbewußte Kombinationsfähigkeit beim Hören sinnvoller Texte außerordentlich groß ist; sie ließ bei der von uns gewählten Versuchsanordnung nur 2,1 % Fehler zu. Die kombinierende Tätigkeit beim Hören alleinstehender sinnvoller Silben ist bereits wesentlich schwächer; sie läßt unter den von uns gewählten Bedingungen 26,7 % Fehler zu. Bei völlig sinnlosen Einzelsilben steigt die Zahl der Fehlurteile auf 43,1 %. Die Art der vorkommenden Fehler zeigt, daß die Neigung besteht, einen durch seine Unklarheit sinnlosen Eindruck sinnvoll zu ergänzen. Eine ausführliche Veröffentlichung ist in Vorbereitung.

106. Empfindlichkeit des menschlichen Ohres[2]).

Zur Untersuchung der Empfindlichkeit des menschlichen Ohres für den ganzen hörbaren Frequenzbereich wurden die Vorarbeiten gemacht. Das Meßprinzip ist eine Übertragung der Methoden der Flickerphotometrie in der Optik. Zwei gleichgebaute Schallquellen senden die zu vergleichenden Schallschwingungen aus. Ein mechanischer Schallwegunterbrecher dient dazu, die beiden Schallintensitäten zu vergleichen, indem als Gleichheitskriterium das Verschwinden des akustischen Flickereffekts benützt wird.

107. Abhängigkeit der Empfindlichkeit photoelektrischer Zellen von der Belichtungsfrequenz[2]).

Zur Untersuchung wurde eine exakt sinusförmig sich ändernde Lichtquelle auf die photoelektrische Zelle abgebildet. Für niedere Frequenzen wurde dies erreicht durch rotierende Nicols, für höhere Frequenzen in Angriff genommen durch Benutzung einer Kerrzelle. Die photoelektrischen Ströme wurden, nachdem sie frequenzunabhängig verstärkt worden waren, einer Oszillographenschleife mit hoher Eigenschwingungszahl zugeführt.

108. Vergleichsversuche über die Durchschlagspannung von Transformatorenölen[3]).

Bei Prüfungen von Transformatorenöl nach VDE-Vorschrift, wie sie in der Reichsanstalt und mehreren Prüfämtern vorgenommen werden, hatte sich gezeigt, daß sich die an den verschiedenen Meßstellen ermittelten Werte erheblich, zum Teil im Verhältnis 1 : 2 unterschieden. Zur Aufklärung der Ursachen wurden Vergleichsversuche angestellt, an denen sich außer der Reichsanstalt die Elektrischen Prüfämter Ilmenau, Hamburg und Nürnberg beteiligten. Die Versuche erstreckten sich auf Messungen im Einsendungszustand und nach Vorbehandlung durch Trocknen und Filtrieren.

[1]) Engelhardt, Gehrcke. [2]) Engl, als freiw. Mitarbeiter. [3]) Schmidt, R. Vieweg.

Das Ergebnis der Versuche kann dahin zusammengefaßt werden, daß die Meßwerte mit erheblichen Streuungen behaftet sind und auch von Meßstelle zu Meßstelle stark schwanken. Es ist also damit zu rechnen, daß jemand, der ein Öl bei zwei Stellen untersuchen läßt, weit auseinanderliegende Werte mitgeteilt erhält. Nach diesem Befund muß die Bedeutung des numerischen Werts der Durchschlagfestigkeit in kV/cm als verhältnismäßig gering bezeichnet werden. Es dürfte im allgemeinen empfehlenswert sein, daß sich die Antragsteller nach Möglichkeit mit der Feststellung begnügen, daß das Öl den VDE-Vorschriften genügt oder nicht genügt.

Soweit die Messung der Durchschlagfestigkeit im Zustande der Einsendung vorgenommen wird, scheint die Beschaffenheit der Behälter von erheblicher Bedeutung zu sein. An Ölproben gleicher Sorte, die von der Lieferfirma unmittelbar an die einzelnen Meßstellen versandt worden waren, sind dort mittlere Durchschlagfestigkeiten zwischen 40 und 130 kV/cm bestimmt worden. Demgegenüber ergaben sich an Ölproben, die in Kanistern zum Versand gelangten, welche die Reichsanstalt einheitlich vorbehandelt hatte, Mittelwerte zwischen 140 und 250 kV/cm. Allerdings ist zu berücksichtigen, daß die Öle zwar von gleicher Sorte, aber nicht von einer Charge waren.

Bei den Messungen nach Vorbehandlung des Öls durch Trocknen und Filtrieren kommt u. a. sehr viel auf die Art des Filtrierens an. Nach dem in der Reichsanstalt üblichen Verfahren wird das Öl in einem aus Metall bestehenden Filtrierapparat unter Druck, der in einfacher Weise durch eine Fuß-Luftpumpe erzeugt wird, durch gehärtete Papierfilter gepreßt. Die Mittelwerte der Durchschlagfestigkeit, die nach genau dem gleichen Verfahren erzielt wurden, schwanken zwischen 310 und 260 kV/cm.

109. Hochspannungsmessungen bei Temperaturen bis — 40°[1].

Prüfungsanträge geben Veranlassung, einen Kryostaten zu entwickeln, in dem bei Temperaturen bis — 40° elektrische Hochspannungsmessungen vorgenommen werden können. Solche

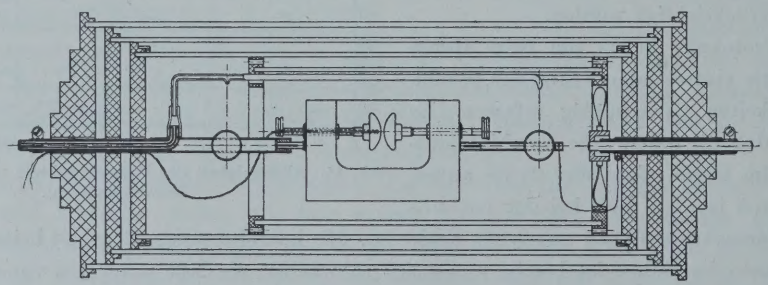


Abb. 15. Kryostat für Hochspannungsmessungen.

Untersuchungen sind z. B. für die Bewertung von Isolierstoffen wichtig, die in Freiluftstationen Verwendung finden sollen. Abb. 15 zeigt eine Schnittskizze der Anordnung. Den Mantel bilden drei konzentrische Glasrohre, deren größtes 60 cm lang ist und einen Durchmesser von 25 cm besitzt. An den Enden sind die Rohre mit Hartpapierplatten deckelartig verschlossen. Die Wärmeisolation wird durch die Luftschichten zwischen den Rohren und Platten bewirkt. Mantel und Deckel isolieren elektrisch bis zu Spannungen über 100 kV auch dann noch, wenn sich bei tiefen Temperaturen an einem Teil der Glaswände ein Feuchtigkeitsniederschlag bildet. Die Abkühlung des Innenraums erfolgt im allgemeinen durch flüssigen Stickstoff, der mittels Vakuummantelrohr eingeführt wird und an zwei Stellen in den Raum tropft. Zur Verhinderung des Auftropfens auf die Glaswand sind Bälle aus Schaumgummi angebracht. Die Regelung der Kühlflüssigkeit erfolgt mittels Heber nach Henning. Auf der der Einführungsstelle des Kühlmittels gegenüberliegenden Seite ist ein Rührflügel aus Isolierstoff angeordnet, durch den das kalte Gas angesaugt und um ein viertes zu den übrigen konzentrisches Glasrohr herum in Bewegung gehalten werden kann. Die Abbildung zeigt im Innern des Kryostaten einen in seinen Abmessungen den VDE-Vorschriften entsprechenden Apparat zur Bestimmung der Durchschlagspannung von Transformatorenöl. Rechts erfolgt die Anlegung der Hochspannung; in die linke, zu erdende Kalotte ist zur Temperaturmessung ein Thermoelement bis dicht unter die Oberfläche eingeführt. Zur Abkühlung von Raumtemperatur auf — 40°, die in etwa 4 Stunden erfolgt, werden etwa 3 l flüssiger Stickstoff benötigt.

[1]) R. Vieweg.

Die Untersuchungen mit dem Kryostaten, die sich zunächst auf Bestimmungen der Durchschlagspannung und der dielektrischen Verluste von Isolierstoffen erstrecken, sind noch im Gange.

110. Meßkondensatoren für Hochspannung[1]).

Der im vorigen Tätigkeitsbericht beschriebene Preßgaskondensator für Höchstspannungen wurde durch eine neuartige Abschützung der Niederspannungselektrode verbessert. Der Schutzspalt wurde an einer Stelle besonders kleiner Feldstärke so angeordnet, daß in ihm kein festes Dielektrikum, sondern nur das verlustfreie Gas wie im Raum zwischen den Elektroden vorhanden ist. Zugleich wurde eine völlig glatte, kantenfreie Oberfläche der Niederspannungselektrode erreicht. Der Kondensator hat in der Neuausführung bereits zu Verlustmessungen bis etwa 300 kV Verwendung gefunden. Die Untersuchung ist abgeschlossen und veröffentlicht (s. Anh., Nr. 62).

Bei der Einfachheit der jetzigen elektrostatischen Abschützung ist es nun auch möglich, die Elektroden in ein Isoliergehäuse einzubauen, das evakuierbar ist. Damit wird der Kondensator im Isoliergehäuse weiter zum Hochvakuumkondensator ausgebildet, der bezüglich der Freiheit von dielektrischen Verlusten den höchsten meßtechnischen Anforderungen genügen muß. Eine erste Ausführung eines Hochvakuum-Meßkondensators für Hochspannung wurde fertiggestellt, wobei in glastechnischer Beziehung die Osram-Kommandit-Gesellschaft, Berlin, in freundlichster Weise Unterstützung gewährte. Die Versuche sind noch im Gange.

111. Isolationswiderstände bei hohen Temperaturen[2]).

In der Reichsanstalt werden seit einigen Jahren auf Antrag Bestimmungen des Isolationswiderstandes, insbesondere von hochwärmefesten Isolierstoffen bei Temperaturen bis etwa 500° ausgeführt. Die Versuche wurden auf höhere Temperaturen, zunächst bis etwa 800° ausgedehnt.

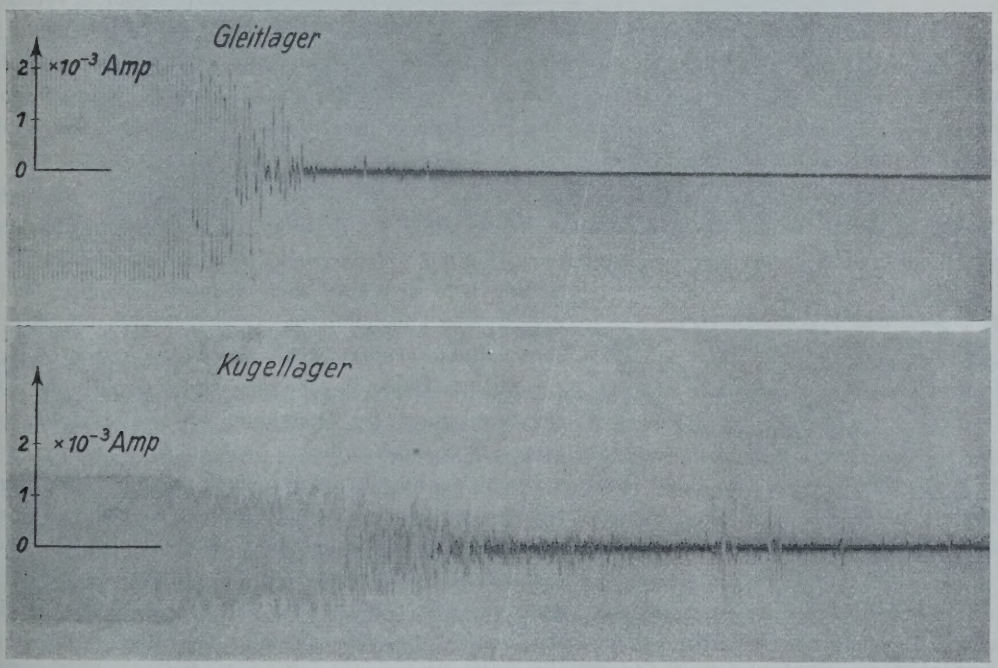


Abb. 16.

Als brauchbare Elektroden erwiesen sich aufgespritzte Eisen- und Nickelbelegungen, die Erhitzung erfolgte in einem Muffelofen unter Stickstoff. Die Untersuchung, die noch nicht abgeschlossen ist, soll sich auch auf noch höhere Temperaturen erstrecken.

112. Öl- und Lagerversuche[3]).

Die Fortsetzung der Öl- und Lagerversuche führte zur Behandlung von Einzelaufgaben.

a) Zur Klärung der Frage der Bildung des Ölfilms im Lager beim Anlauf und Auslauf wurde die Ölfilmdicke elektrisch gemessen. Bei konstanter Wechselspannung mit einer Frequenz von 500 Hz wurde der Strom im Ölfilm des Lagers oszillographisch aufgenommen. Die Abb. 16 zeigt die Aufnahmen für

[1]) R. Vieweg, gemeinsam mit Prof. Schering-Hannover.
[2]) R. Vieweg, Pfestorf. [3]) V. Vieweg, Kluge.

den Anlauf eines Gleitlagers und eines Kugellagers. Der Vergleich der beiden Oszillogramme zeigt, daß auch beim Kugellager in ähnlicher Weise wie beim Gleitlager ein Ölfilm gebildet wird. Der maximale Wert des Stromes entspricht dem Kurzschlußstrom bei Stillstand des Lagers, der minimale Wert entspricht der größten Ölfilmdicke.

b) Für den Verschleiß eines Gleitlagers beim Anlauf und Auslauf ist das Gebiet der trockenen Reibung, in welchem metallische Berührung zwischen den Gleitflächen stattfindet, maßgebend. In diesem Gebiet bilden die Gleitflächen des Lagers ein Thermoelement. Die durch den Verschleiß erzeugte Wärme ruft eine elektromotorische Kraft hervor, die mit einem Galvanometer gemessen wird. Durch dieses Verfahren kann die Drehzahl bestimmt werden, bei der die Schmierung einsetzt, als derjenige Punkt, wo die Thermokraft wieder Null wird. Die Größe der elektromotorischen Kraft ist ein Maß für den Verschleiß des Lagers.

113. Torsionsdynamometer[1]).

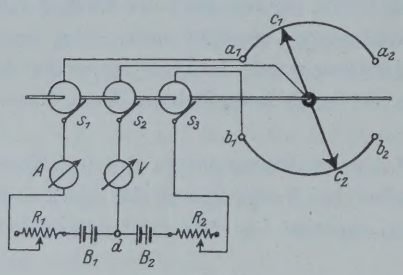


Abb. 17.

Die für das Torsionsdynamometer entwickelte elektrische Anzeigevorrichtung (vgl. Tätigkeitsbericht für 1927, Ziffer 118) arbeitet nach dem in Abb. 17 skizzierten Schema. Mit dem einen Meßquerschnitt des Torsionsdynamometers sind zwei Meßdrahtbügel $a_1\ a_2$ und $b_1\ b_2$ verbunden, auf denen ein mit dem anderen Meßquerschnitt drehbarer Kurzschlußbügel $c_1\ c_2$ schleift. Die Enden a_1, b_1 der Meßdrähte sind über Regelwiderstände R_1, R_2 an die Batterien $B_1\ B_2$ angeschlossen, deren Mitte d mit dem Kurzbügel $c_1\ c_2$ verbunden ist. Für den Übergang von den umlaufenden zu den ruhenden Teilen werden nur drei Schleifringe $s_1\ s_2\ s_3$ benötigt. Zur Anzeige des konstanten Stromes dient das Amperemeter A. Am Spannungszeiger V erhält man bei dieser Spannungsteileranordnung einen der gegenseitigen Verdrehung der Meßquerschnitte proportionalen Ausschlag. Der Apparat ist auch für Registrierzwecke verwendbar.

114. Erzeugung gleichbleibenden Drehmoments bei Anlaßversuchen[2]).

Zur Untersuchung des Anlaufvorganges von Motoren größerer Leistungen ist das übliche Verfahren der Belastung durch mechanische Bremsen nicht geeignet, da es schwierig ist, die in der Bremse entstehende Wärme abzuführen. Die für Anlaßversuche erforderliche konstante Belastung läßt sich aber auch dadurch erreichen, daß als Bremse eine konstant erregte Gleichstrommaschine in Gegenschaltung benutzt wird, deren Ankerstrom während des Anlaufs konstant gehalten wird. Dabei muß jedoch ein Widerstand im Ankerkreis von Hand stetig nachgeregelt werden. Um diesen Nachteil zu vermeiden, wurde versucht, die Regelung durch einen automatischen Schnellregler bewirken zu lassen. In Abb. 18 ist B die als Bremse wirkende Gleichstrommaschine, die von einem Generator G unter Zwischenschaltung eines festen Widerstandes R mit dem Strom J gespeist wird. Der Strom J und die konstante Erregung von B werden so eingestellt, daß auf den Versuchsmotor das verlangte Belastungsdrehmoment ausgeübt wird. An den Klemmen des Widerstandes R ist die Relaisspule eines Spannungsreglers angeschlossen, der in den Feldkreis des Generators G eingebaut ist. Beim Anlauf entsteht in B eine EMK, die im gleichen Sinne wirkt wie die Spannung von G. Da der Regler den Spannungsabfall in R konstant hält, wird die Spannung in G entsprechend sinken und der Strom J und damit das Drehmoment konstant bleiben.

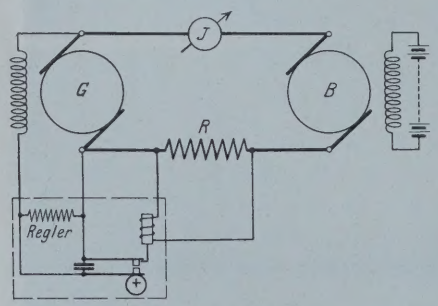


Abb 18.

115. Stroboskopisches Verfahren zum Messen von Voreilwinkeln[3]).

Es gibt stroboskopische Methoden, die dazu dienen, rasch verlaufende periodische Bewegungsvorgänge scheinbar zu verlangsamen (Häufungsverfahren). (Vgl. Tätigkeitsbericht für 1925, Ziff. 64.) Es gibt ferner stroboskopische Verfahren, bei denen man umgekehrt langsam verlaufende Bewegungsvorgänge durch Verwendung von zwei Scheiben der Merkzeichenzahlen n und $n \pm 1$ sich scheinbar rascher abspielen lassen kann (Noniusverfahren). Die gleichzeitige Anwendung beider

[1]) V. Vieweg, R. Vieweg. [2]) Linckh. [3]) R. Vieweg, Linckh.

Arten von stroboskopischen Verfahren ermöglicht es, Verdrehungswinkel zwischen umlaufenden Körpern zum scheinbaren Stillstand zu bringen und sie gleichzeitig scheinbar zu vergrößern. In Abb. 19 ist eine solche Anordnung dargestellt. Sie dient zur Messung des Voreilwinkels eines Synchronmotors *S*. Es sind drei Scheiben zu erkennen, die mit radialen Schlitzen versehen sind. Die hinterste Scheibe sitzt auf der Welle des Synchronmotors *S*, die mittlere wird von dem Hilfssynchronmotor *H* angetrieben. Die stroboskopischen Bedingungen sind so gewählt, daß sich bei dieser Zweischeiben-Anordnung nach dem Häufungsverfahren die stroboskopische Bildzahl 50 ergibt. Wird eine dritte feststehende Scheibe mit 49 Schlitzen als Noniusblende vorgesetzt, so sieht man nur noch an einer bestimmten Stelle des Umfangs Schlitze. Bei Belastung des Synchronmotors *S* (im Bilde durch eine Wirbelstrombremse) verschieben sich diese Schlitze um den 50 fachen Betrag des geometrischen Voreilwinkels. Mit der Anordnung ist noch eine Vor-

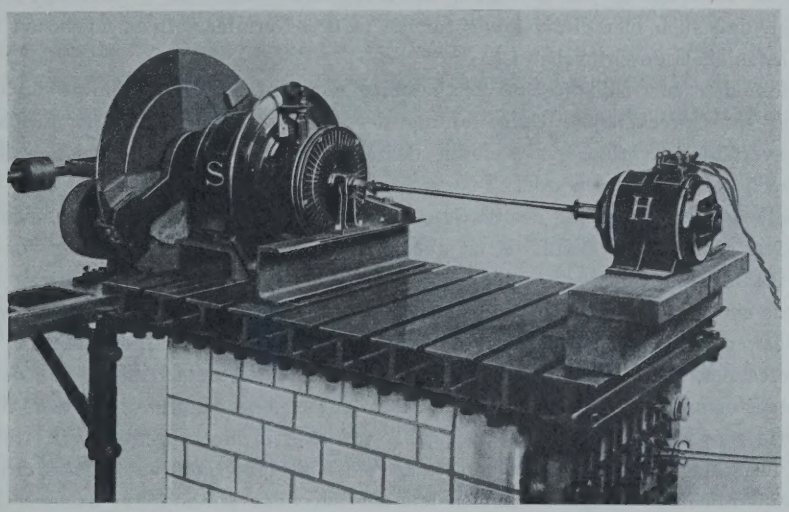


Abb. 19.

eilung von 4 bis 5 Winkelminuten meßbar. Die Untersuchung ist abgeschlossen und wird demnächst veröffentlicht.

116. Zusätzliche Verluste in Asynchronmotoren[1]).

Zur Bestimmung der Zusatzverluste in Asynchronmotoren kann außer dem Kurzschlußversuch als Synchronmaschine (s. Tätigkeitsbericht für 1927, Ziffer 119) bei Schleifringankermotoren auch das Übererregungsverfahren als Synchronmotor angewandt werden. Der Synchronmotor wird mit der Ständerwicklung ans Netz gelegt und in gewöhnlicher Weise angelassen. Wird der Kurzschluß zwischen den Schleifringen aufgehoben und die Läuferwicklung mit Gleichstrom gespeist, so fällt der Motor in Tritt und läuft leer als Synchronmotor. Bei Übererregung des Läufers steigt die Aufnahme des Motors an. Ist $V_{ü}$ die Zunahme der Eisenverluste gegenüber Normalerregung und $J_{ü}$ der dazugehörige Ständerstrom, so gilt für die Zusatzverluste V_z beim Ständerstrom J, wenn J_0 den Ständerleerlaufstrom bedeutet

$$V_z = \frac{J^2 - J_0^2}{J_{ü}^2 + J_{ü} J_0} V_{ü} .$$

Die Messungen sind abgeschlossen und werden zusammen mit den Versuchen über das Kurzschlußverfahren veröffentlicht.

117. Verbesserung der magnetischen Meßeinrichtung.

a) Allgemeines.

Die Anzahl der Prüfungen im Magnetischen Laboratorium ist annähernd die gleiche geblieben wie im Vorjahre. Auch diesmal war die Bearbeitung vieler Anträge mit größeren meßtechnischen Schwierigkeiten verknüpft. Ferner wurde das Laboratorium im Berichtsjahre in besonderem Maße durch mündliche Beratung und Auskünfte für andere wissenschaftliche Institute und für die Industrie in Anspruch genommen.

---

[1]) Linckh.

b) Verlustmessungen im Differentialapparat[1]).

Vielfache Versuche, im Differentialapparat von Siemens & Halske Proben mit sehr verschiedenen Verlustkurven miteinander zu vergleichen, haben ergeben, daß die an sich möglichen, nicht unbeträchtlichen Fehler in einfacher Weise erkannt und vermieden werden können. Die Resultate wurden dem Kaiser Wilhelm-Institut für Eisenforschung in Düsseldorf zur Verfügung gestellt und werden dort im Rahmen einer umfassenden Untersuchung über die Genauigkeit der Differentialmethode veröffentlicht werden.

c) Methode zur Absolutmessung von Normalstäben größeren Querschnitts[2]).

Über die Konstruktion eines Joches für Magnetstahlstäbe großen Querschnitts ist bereits im Vorjahre berichtet worden. In Verfolg der Untersuchungen, die gemeinsam mit Stahlwerk Becker durchgeführt wurden, kamen nunmehr 26 Normalproben zur Messung. Einer Anregung vom Verbande Deutscher Elektrotechniker folgend, wurden Versuche unternommen, dieses Joch mit dem magnetischen Spannungsmesser auch für die Messung von Gußeisen, Temperguß und für weiche Materialien, wie Stahlguß, als Normalinstrument zu verwenden. Es hat sich bereits gezeigt, daß auch hier die Messung für die in den Normblättern angegebenen Feldstärken mit großer Genauigkeit durchführbar ist.

d) Methode zur Messung der Anfangspermeabilität[3]).

Die Methoden zur ballistischen Bestimmung der Anfangs-Permeabilität in freier Spule wurden durch eine zweckmäßige Umgestaltung der Meßanordnung und durch Einführung eines neuen Rechenverfahrens verbessert, wodurch der Zeitaufwand für die langwierige Messung und Rechnung wesentlich reduziert wurde.

e) Methode zur Bestimmung des Sättigungswertes in freier Spule[2]).

Die ballistische Bestimmung des Sättigungswertes $4\pi J_\infty$ nach der Jochisthmusmethode von Gumlich liefert sehr genaue Resultate, ist aber für die serienweise Untersuchung von Materialien etwas zeitraubend. Für hochpermeable Legierungen, die sich schon bei niedrigen Feldstärken sättigen, wurde eine neue einfache Methode ausgebildet, bei der die Messung in freier Spule erfolgt. Der Sättigungswert wird nicht wie bisher indirekt aus den Werten der Induktion und der wahren Feldstärke berechnet, sondern unmittelbar durch Abziehen einer kleinen Spule von der Stabmitte bis in das ungestörte Spulenfeld $\mathfrak{H}'$ bestimmt. Der entstehende Ausschlag ist dem Werte $\mathfrak{B} - \mathfrak{H}'$ und damit, wie eine kurze Umrechnung zeigt, bis auf eine kleine prozentische Korrektur $4\pi\mathfrak{J}_\infty$ proportional. Die Magnetisierungsspule gestattet, Felder bis 2000 Gauß aufrecht zu erhalten. Eine genauere Veröffentlichung erfolgt, zusammen mit der folgenden Methode, in nächster Zeit.

f) Meßanordnung zur Bestimmung des Curiepunktes[1]).

Die Ermittlung des magnetischen Umwandlungspunktes geschieht am günstigsten unterhalb einer kritischen Feldstärke, bei der gerade noch ein Anstieg der Permeabilität mit zunehmender Temperatur bemerkbar ist. Da diese Feldstärke für Materialien mit kleiner Koerzitivkraft sehr tief liegt, wurde an Stelle der bisher benutzten statischen Anordnung eine empfindliche Wechselstrommethode ausgebaut. Die Probe, ein kurzer dünner Draht oder Stab, befindet sich in einem evakuierbaren Ofen mit bifilarer Heizwicklung und stellt die Kopplung zwischen einer Magnetisierungs- und Induktionsspule her. Der Primärstrom wird durch einen Röhrensender von 800 Per/s erzeugt, die auf der Sekundärseite entstehende Wechselspannung durch einen Zwei- oder Dreifach-Verstärker verstärkt und mit Detektor und Zeigergalvanometer gemessen. Die erregende Feldstärke variiert zwischen $2 \cdot 10^{-3}$ und $7 \cdot 10^{-5}$ Gauß und kann unter Benutzung eines Spiegelgalvanometers als Meßinstrument noch weiter verkleinert werden. Als Detektor hat sich das Element aus dem Protos-Trocken-Gleichrichter von Siemens-Schuckert sehr bewährt.

118. Prüfung der Gültigkeit der Maxwellschen Grundgleichungen bei ferromagnetischen Körpern[4]).

An mehreren Ellipsoiden aus Weicheisen und Stahl sind Messungen durchgeführt worden (s. die vorigen Berichte). Ein sicheres Resultat war an diesen Materialien mit verhältnismäßig geringer Hysterese nicht zu erreichen. Es ist also erforderlich, die Versuche an einem extrem harten Material zu wiederholen. Von der Firma Friedrich Krupp A.-G. wurde dazu ein Stab aus Koerzit *E* (Koerzitivkraft 230 Gauß) zur Verfügung gestellt, der in der Werkstatt der Reichsanstalt bereits zum Ellipsoid abgeschliffen wurde.

119. Einfluß der chemischen Zusammensetzung u. thermischen Behandlung auf die Magnetisierbarkeit ferromagnetischer Metalle und Legierungen.

a) Materialien mit hoher Anfangspermeabilität[5]).

Die Untersuchungen über Legierungen mit hoher Anfangspermeabilität wurden fortgesetzt. Im Anschluß an das System Fe-Ni wurden nunmehr ternäre Fe-Ni-Mn-Legierungen untersucht, die ebenfalls im Vakuum-Induktionsofen der Reichsanstalt hergestellt waren. An drei Legierungs-

[1]) Steinhaus, Kußmann. [2]) Steinhaus. [3]) Steinhaus, E. Schoen.
[4]) Steinhaus, Kußmann, E. Schoen.
[5]) Steinhaus, Kußmann, Scharnow, Gumlich als Gast.

reihen mit 5, 10 und 15 % Mn wurde Anfangs-Permeabilität, Koerzitivkraft, Sättigungswert, Curiepunkt und elektrische Leitfähigkeit, an einer Anzahl ausgewählter Proben außerdem noch die Nullkurve und Schleife nach verschiedenen thermischen Behandlungen gemessen. Es ergab sich, daß das Maximum der Anfangs-Permeabilität, das bei den reinen Legierungen bei 78 % Ni und 22 % Fe liegt, durch den Mn-Zusatz eine Verschiebung erfährt, so als ob der Mn-Zusatz das Fe völlig korrelat ersetzte. Sättigungswert und elektrische Leitfähigkeit erfahren eine Erniedrigung, die Erreichung sehr kleiner Koerzitivkräfte wird durch den Mn-Zusatz begünstigt. Während bei den reinen Ni-Fe-Legierungen (Permalloy) die hohen Werte der Anfangs-Permeabilität ausschließlich nach rascher Abkühlung von 600° auftreten, scheint bei höherem Mn-Zusatz der Unterschied zwischen rascher und langsamer Abkühlung geringer zu werden. Da die Eigenschaften dieser Legierungen eine technische Anwendung versprechen, hat die Firma Heraeus-Vakuumschmelze es unternommen, Materialien dieser Art in größerem Maßstabe herzustellen.

b) Untersuchungen über die Abhängigkeit der Permeabilität von der Feldstärke[1].

In einer systematischen Untersuchung wurden die Möglichkeiten geprüft, den Anstieg der Permeabilitätskurve in Abhängigkeit von der Feldstärke zu variieren, da insbesondere Legierungen mit hoher Anfangs-Permeabilität und geringer Permeabilitätsabhängigkeit für manche Zwecke der Schwachstromtechnik von Bedeutung sind. Zur Erreichung dieses Zieles ergaben sich zwei Möglichkeiten. Die erste besteht in dem Hinzulegieren von anderen Elementen, wie z. B. Kobalt, die innerhalb gewisser Grenzen die beabsichtigte Wirkung auszuüben vermögen, ohne die Anfangs-Permeabilität allzusehr zu schädigen. Das andere Verfahren besteht darin, verfestigtes Material durch eine geeignet geführte Glühbehandlung teilweise zu entfestigen. Es hat sich nämlich im Verlauf der Versuche gezeigt, daß bei der Wärmebehandlung die Anfangs-Permeabilität selbst rascher zunimmt als die Neigung der Permeabilitätskurve.

c) Untersuchungen über die Koerzitivkraft und die mechanische Härte[2].

Zur Prüfung des Zusammenhangs zwischen der Koerzitivkraft und der mechanischen Härte, die bei vielen Vorgängen einen Parallelismus aufweisen, wurde eine systematische Untersuchung über die Anhängigkeit der Koerzitivkraft vom Aufbau der Legierungen durchgeführt. Dabei ergab sich, daß in festen Lösungen, in denen mit dem Eintritt der Fremdatome in das Gitter eine Änderung der Härte, der elektrischen Leitfähigkeit usw. stattfindet, nur eine geringfügige Änderung der Koerzitivkraft vorhanden ist, daß aber in heterogenen Gemengen, in denen die Härte, die elektrische Leitfähigkeit usw. ein Additivitätsgesetz befolgt, stets eine starke Koerzitivkrafterhöhung stattfindet. Die Ergebnisse lassen für manche Probleme des Ferromagnetismus wichtige Schlüsse zu. Eine Veröffentlichung ist in Vorbereitung.

Das System Fe—Cu weist mit zunehmender Temperatur eine Zunahme der Löslichkeit des Cu im Fe auf. Durch Messung der Koerzitivkraft und Härte abgeschreckter Legierungen wurde gezeigt, daß bei der α-β-Umwandlung kein Sprung der Löslichkeit stattfindet, und daß dieser Vorgang erst bei der β-γ-Umwandlung einsetzt. Die Resultate stehen in Übereinstimmung mit der neueren Auffassung über das Wesen der α-β- (magnetischen) Umwandlung, die keine Allotropie im gewöhnlichen Sinne darstellen soll.

d) Heuslersche Legierungen[2].

Die Untersuchungen über die Heuslerschen Legierungen (s. vorigen Bericht) werden durch Röntgenaufnahmen vervollständigt.

120. Betrieb[3].

Im Berichtsjahre wurde die Verteileranlage im Starkstromgebäude weiter vergrößert. Es wurde eine neue Gleichrichterstation von 13 Quecksilberdampfgleichrichtern für je 25 Ampere errichtet, die hauptsächlich zum Laden der Akkumulatoren dient. Die Hochspannungsbatterie wurde von 2400 V auf 3000 V erweitert und eine neue Experimentierbatterie für 120 V und 125 A aufgestellt. Für die Zählereichungen wurde ein neues Doppelaggregat in Betrieb genommen. Da die vorhandene elektrische Anlage stark überbeansprucht ist, wird für die gesamte Reichsanstalt das Lichtnetz von 110 V Gleichspannung auf 220 V Wechselspannung umgestellt und dabei erneuert. Ferner wird ein neues Experimentiernetz für 110 V Gleichspannung geschaffen. Mit den Arbeiten ist bereits begonnen worden.

In der Werkstatt des Starkstromgebäudes wurde an größeren Arbeiten ein Tonsender, ein Kurzwellensender und die Umänderung eines älteren Preßgaskondensators vollendet.

(Schluß folgt.)

[1]) Steinhaus, Kußmann, Scharnow, Gumlich als Gast.

[2]) Kußmann, Scharnow. [3]) V. Vieweg.

Die Genauigkeit der Ablesung an einem Nonius bei feinen Kreisteilungen.

Von

Karl Lüdemann, in Freiberg i. Sachsen.

Zusammenfassung: Nach einer Zusammenstellung von einigen früheren Arbeiten auf diesem Gebiet werden die Ergebnisse eigener Beobachtungen zur Ermittelung der Genauigkeit der Nonius-ablesung mitgeteilt.

1. Von den zur Unterteilung der Einheit einer geradlinigen oder gebogenen, meist kreisförmigen Teilung dienenden gebräuchlichen Hilfsmitteln ist, soweit nicht Schätzung, sondern Messung in Frage kommt, der Nonius noch heute am meisten verbreitet. Diese Bevorzugung ist nicht nur der Macht der Gewohnheit, sondern auch der Tatsache zuzuschreiben, daß ein einmal richtiger Nonius dauernd richtig bleibt, daß seine Richtigkeit leicht nachgeprüft werden kann und daß er gegen Beschädigungen widerstandsfähiger ist als nahezu alle anderen „Ablesevorrichtungen". Die volle Wirkung eines Nonius erzielt man allerdings nur dann, wenn er richtig konstruiert und ausgeführt ist und sachgemäß ausgenutzt wird.

Mit der Genauigkeit der Ablesung an einem Nonius haben sich schon viele Fachleute beschäftigt. Es ist daher nicht ohne Interesse, festzustellen, wie groß bei neuzeitlichen Erzeugnissen der mittlere Ablesefehler m_a an einem Nonius ist.

2. Bezeichnet man die Einheit einer Teilung, z. B. eines Kreises, mit k, diejenige der Teilung eines Nonius mit l, und ist n eine ganze Zahl, so gilt für den „nachtragenden" oder „rechtläufigen" Nonius, der heute fast allgemein, bei geodätischen Instrumenten sogar ausschließlich verwendet wird, die Beziehung

$$(n-1)\,k = n\,l.$$

Für die Angabe a des Nonius hat man

$$a = k - l = \frac{k}{n}.$$

Es werden also $(n-1)$ Kreisteile in n Nonienteile geteilt. Bei dem selten, z. B. bei meteorologischen Instrumenten, gebrauchten „vortragenden" oder „rückläufigen" Nonius gilt

$$(n+1)\,k = n\,l,$$

$$a = l - k = \frac{k}{n}.$$

3. Eine theoretische Betrachtung über den Ablesefehler, der bei dem Gebrauch von Nonien an feinen Teilungen zu erwarten ist, muß von der Beschaffenheit des Augenhintergrundes in der Nähe des für die Sehschärfe besonders wichtigen gelben Fleckes ausgehen. L. Heine [1] hat mikrophotographisch nachgewiesen, daß der Oberflächenteil des gelben Fleckes, der das feinste Gefüge hat, aus regelmäßig angeordneten Querschnitten von sechseckigen Zäpfchen besteht, die etwa nach Art der Bienenzellen gedacht werden können.

Nimmt man den Durchmesser eines solchen Zäpfchens, d. h. den Abstand von Mitte zu Mitte zweier solcher sechseckigen Zellkörper, mit etwa 5 μ oder noch geringer an und überlegt, daß zwei leuchtende Punkte, um getrennt empfunden zu werden, mindestens um ein ungereiztes Element voneinander entfernt sein müssen, so erhält man als Maß der Schärfe des „Trennungsvermögens" oder der „Sehschärfe an sich" den „Sehwinkel"

bei H. v. Helmholtz [2, S. 255—256, 259] . . . . . $\varepsilon = 1'$,
bei M. v. Rohr [3, S. 271] . . . . . $\varepsilon = 53''$
bei Fr. Schilling [4, S. 670], der die neuesten Messungen von A. Gullstrand verwerten konnte . . . . . $\varepsilon = 43''$
bei L. Heine [1, S. 160] . . . . . $\varepsilon = 37'',5$

Man darf also für diese Art der Bestimmung der einäugigen Sehschärfe mit H. v. Helmholtz und Fr. Schilling „eine Winkelminute als Sehwinkel für die deutliche Wahrnehmung des Getrenntseins" von zwei Objekten annehmen.

Etwas wesentlich anderes ist die „Schärfe der Breitenwahrnehmung" (M. v. Rohr [3, S. 271, 5, S. 382]), die Schärfe also, mit der eine „seitliche Lageverschiedenheit" (E. Hering [6, S. 16—24]) wahrgenommen wird, wie sie etwa eintritt, wenn man zwei Striche von zwei unmittelbar aneinandergleitenden Teilungen aufeinander einstellt.

Volkmann [7, S. 130] fand bei einer eigenartigen Versuchsanordnung, die für die Ablesung bzw. Abschätzung an einem Nonius nicht ohne Interesse ist, für die Feststellung des Unterschiedes der Längen von zwei nebeneinander liegenden, aus feinen Drähten gebildeten Strecken als Grenze den Sehwinkelunterschied zu 12″,4.

Bereits 1892 hat E. A. Wülfing [8] mitgeteilt, daß man bei der Einstellung eines Nonius für die Schärfe der Breitenwahrnehmung, die E. und R. Pauli [9, S. 64] übrigens als „optischen Raumsinn" oder „Feinheit des optischen Raumsinns" bezeichnen, Werte von 10″ und noch weniger erreicht.

Aus seinen Versuchen über Sehschärfe und Tiefenunterscheidungsvermögen ermittelte C. Pulfrich 1899 [10], „daß normalsichtige Personen in der Regel ein Tiefenunterscheidungsvermögen von 10″ und noch weniger im freien Sehen besitzen" [11, S. 10].

B. Weinstein [12, S. 48] ist der Ansicht, daß man vermag, „zwei genügend feine Striche, die, wenn sie zusammenfallen, mit ihren Enden unmittelbar zusammenstoßen und eine ununterbrochene Linie bilden, noch als getrennt aufzufassen, wenn sie etwa 0,03 mm voneinander entfernt sind". Das ergibt bei einer Sehweite von 25 cm $\sim 25''$.

Von besonderem Wert sind die Untersuchungen von Fr. Schilling [4] und O. Eggert [13].

Fr. Schilling [4, S. 673—677] fand aus seinen eingehenden, auf die Zäpfchenbreite von 4 μ aufgebauten Erörterungen einen Sehwinkel von 11″; er gibt abgerundet als „monokulare Sehschärfe zweiter Art", wie er die „Schärfe der Breitenwahrnehmung" im Gegensatz zu der „Schärfe des Trennungsvermögens" (nach Fr. Schilling „monokulare Sehschärfe erster Art") nennt, „für die deutliche Wahrnehmung der horizontalen Verschiebung des einen Objektes gegen das andere" $0{,}25' = 15''$ an.

O. Eggert [13] bestimmte die Genauigkeit, mit der das Zusammenfallen (Koinzidenz) von zwei hochkantstehenden schwarzen Rechtecken von 120 mm Höhe und 12 mm Breite in 11 m Entfernung hergestellt werden konnte, und fand für die Breitenwahrnehmung den mittleren Fehler $\pm 3'',3$.

Bei seinen Untersuchungen über die Meßfehler einstationärer Entfernungsmesser [14] kam H. Schulz, der sich auch sonst mit physiologischen Betrachtungen dieser Art [17, 18, 19] beschäftigt hat, zu dem Problem der „Noniensehschärfe" [15, S. 120—121, 16, S. 58—59]. Er untersuchte besonders den Einfluß der Länge der Teilstriche und fand für die „Nonienschärfe" Werte zwischen 35″ und 8″.

Ch. v. Hofe [20] stellte einige Reihen von Messungen der „Sehleistung bei Noniuseinstellung" mit verschiedenartigen Strichen und Marken an, die so wertvoll sind, daß sie in erweitertem Umfang fortgesetzt werden sollten. Er fand bei einer

Markenform, die der Erscheinung von Teilstrichen ähnlich ist, bei einäugiger Betrachtung aus 1 m Entfernung

Beobachter	F	G	H	S
	$\pm 5''{,}0$	$\pm 2''{,}6$	$\pm 5''{,}4$	$\pm 4''{,}9$

für den mittleren Einstellfehler, woraus als Gesamtmittel

$$\pm 4''{,}5$$

folgt. Bei einzelnen Beobachtungsreihen ergaben sich Werte bis zu $\pm 2''$.

Ich selbst habe mit einer einfachen Versuchseinrichtung, die der von v. Hofe [20] verwendeten ähnlich war, vor einer Reihe von Jahren Beobachtungen zur Ermittelung der Einstellgenauigkeit von zwei Teilstrichen aufeinander angestellt. Die Strichlängen (5″ und 7″,5 und 12″,5) und die Strichstärken (0″,2) waren so gewählt, daß sie etwa den Verhältnissen entsprachen, die die Hildebrand-Werkstätten (Firma M. Hildebrand, früher August Lingke & Co. G. m. b. H.) in Freiberg i. Sa. bei ihrem 12-cm-Nonientheodolit am Grundkreis anwenden. Es wurde jedoch ohne Ableselupe bei 25 cm Sehweite beobachtet. Als Mittel aus je 10 Reihen zu je 10 Einstellungen fand ich den mittleren Einstellfehler, wenn das nicht benutzte Auge

	zugekniffen	oder	abgeblendet war,
zu	$\pm 3''{,}1$	.	$\pm 2''{,}9$
im Mittel also		$\pm 3''{,}0$	

Damit liegen folgende vergleichbare Werte für die Einstellgenauigkeit vor:

O. Eggert [13]	$\pm 3''{,}3$
Ch. v. Hofe [20]	$\pm 4''{,}5$
K. Lüdemann	$\pm 3''{,}0$
Mittelwert	$\pm 3''{,}6$.

Diese Zahlen sind, worauf ausdrücklich hingewiesen werden muß, lediglich ein Maß für die Genauigkeit, mit der zwei Striche unter den genannten Voraussetzungen aufeinander eingestellt werden können. Ch. v. Hofe [20] spricht deshalb mit Recht von einer „Noniuseinstellung“. Der Ausdruck „Noniensehschärfe“ kann daher nur mit dieser Einschränkung benutzt werden, denn die von B. Weinstein [12, S. 46] so ausgesprochene Zweckbestimmung des Nonius: „Es reduzirt dieser Vernier die Abschätzung auf die Beurteilung, ob zwei einander entgegenlaufende Striche zusammenfallen, bringt also eigentlich die Abschätzung auf eine Ablesung“, ist nicht richtig. Zwar folgt der „Ablesung“ an der Teilung zunächst wieder eine „Ablesung“ am Nonius, an die sich aber in vielen, richtiger den meisten Fällen zur Erreichung der vollen Feinheit noch eine „Abschätzung“ anschließt.

4. Beim praktischen Gebrauch eines Nonius ist zu unterscheiden zwischen

a) dem völligen Zusammenfallen (Koinzidenz) eines Teilstriches des Nonius mit einem Strich der Teilung;

b) dem genäherten Zusammenfallen eines Teilstriches des Nonius mit einem Strich der Teilung.

Grundsätzlich beschränkt man sich nicht darauf, den Fall 1 an sich festzustellen, sondern man zieht die rechts und links benachbarten beiden Teilstriche hinzu und prüft die kleinen Unterschiede zwischen den Teilstrichen auf Kreis und Nonius, die a, $2a$ usw. betragen sollen, auf ihre Gleichheit rechts und links von der Ablesestelle, nutzt also, wie E. Hammer [21, S. 292] sagt, die „Bayonettstellung“ aus. Sehr geringe Unterschiede können so noch gut und leicht wahrgenommen werden [siehe z. B. auch

40, S. 26—27]. Liegt die Ablesestelle am Anfangs- oder Endstrich des Nonius, so benutzt man die sogenannte „Überteilung", in der Regel mindestens je zwei Teilstriche, die den Nonius über dem Anfangs- bzw. Endstrich hinaus um mehrere Teilungseinheiten verlängern und bei Instrumenten aus guten deutschen Werkstätten heute wohl stets vorhanden sind. Schon 1885 bezeichnete Ch. A. Vogler [22, S. 144] dieses wertvolle Hilfsmittel[1]) als „bei Kreisnonien unentbehrlich".

Hat man durch eine vergleichende Betrachtung festgestellt oder hat schon der bloße Augenschein ergeben, daß nicht der Fall 1 (völliges Zusammenfallen), sondern Fall 2 (genähertes Zusammenfallen) vorliegt, so gibt das Verhältnis der entsprechenden Abstände rechts und links ein Hilfsmittel zu einer Verbesserung der Ablesung am Nonius, d. h. zu einer genaueren Schätzung der Lage des betreffenden Striches auf die Hälfte, unter Umständen auf ein Viertel der Angabe des Nonius. Daß man bei dieser Schätzung über ein Viertel der Noniusangabe hinausgehen kann, ist eine für die praktische Meßkunde kaum je vorkommende, in ihrem wirklichen Wert zudem zweifelhafte Seltenheit. A. Repsold [24] berichtet allerdings, daß bei einer von ihm ausgeführten Schraubenprüfung „die Noniusangaben durch nochmalige Zehntelschätzung unterteilt" wurden.

Der Vorgang der Schätzung erschwert natürlich die Möglichkeit, die Genauigkeit, mit der ein Nonius bis zum Höchstmaß ausgenutzt werden kann, physiologisch zu erfassen.

5. Praktisch pflegt man bei den beiden Fällen 1 und 2 den mittleren Ablesefehler gleich anzunehmen, obwohl das nicht streng richtig ist. So fand Fr. Klempau [25] für einen Kreis von 180 mm Durchmesser, der in $^1/_6{}^0$ geteilt war und an zwei Nonien mit je 10″ Angabe mit 5 mal vergrößernden Lupen abgelesen wurde,

den mittleren Fehler eines Zusammenfallens, d. h. einer Einstellung eines Teilstriches des Nonius auf einen Teilstrich der Kreisteilung

$$m_{a_1} = \pm 1'',82$$

den mittleren Fehler einer Ablesung bzw. Abschätzung der Lage eines beliebigen Teilstriches des Nonius

$$m_{a_2} = \pm 2'',57$$

somit einen Unterschied, der beachtenswert ist. Beide Zahlen sind in Bogenmaß auf den Kreis bezogen.

Für einen Kreis von 120 mm Teilungsdurchmesser, der in $^1/_3{}^0$ geteilt war und an 2 Nonien mit je 30″ Angabe mit 8,6 mal vergrößernden Lupen abgelesen wurde, ermittelte Fr. Klempau [26] weiter, wiederum auf den Kreis bezogen:

$$m_{a_1} = \pm 2'',4$$
$$m_{a_2} = \pm 4'',4.$$

Der Unterschied ist noch beträchtlicher.

Leitet man aus den beiden Werten für m_{a_1} die mittlere „Einstellgenauigkeit" oder „Nonienschärfe" ab, so hat man in befriedigender Übereinstimmung mit dem oben genannten Mittelwert $\pm 3'',6$

$$\pm 3'',3 \quad \text{und} \quad \pm 4'',9, \quad \text{im Mittel} \quad \pm 4'',1.$$

[1]) E. Toussaint [23, S. 207] verwendet den Ausdruck „Nonienexzeß"; man sollte aber an der allgemeinen gebrauchten „Überteilung" festhalten, denn unter einem „Nonienexzeß" könnte man eher den Gesamtfehler in der Länge eines Nonius verstehen.

Man darf also annehmen, daß man 2 Teilstriche mit einer Genauigkeit bzw. einem mittleren Fehler von

$$3'' \text{ bis } 4''$$

aufeinander einstellen kann. Diese Zahl ist für manche neueren geodätischen Instrumente [**27**] mit Koinzidenzeinstellung von Wert, für die Nonienablesung jedoch nur von untergeordneter Bedeutung; es soll daher auf sie an dieser Stelle nicht näher eingegangen werden.

6. Es mögen in diesem Zusammenhang noch die Untersuchungen von G. Cicconetti [**42a** und **b**] genannt sein, die die richtige Beziehung zwischen dem Teilungshalbmesser und der Noniusangabe ermitteln sollen. G. Cicconetti erfaßte allerdings nicht den wirklichen Ablesefehler, also die wirkliche Genauigkeit der Noniusablesung, sondern sah das Zusammenfallen je eines Teilstriches der Kreis- und der Noniusteilung als Normalfall an.

Für einliegende Nonien, bei denen beide Teilungen in derselben Fläche liegen, errechnete G. Cicconetti

$$a = \frac{2 \cdot c}{r} \varrho'',$$

worin a die Noniusangabe, r den Teilungshalbmesser bedeutet, $\varrho'' = 206265$ und c eine Konstante mit dem Wert 1,5 μ ist. Für die Noniusangabe $a = 10''$ findet man daraus den Halbmesser

$$r = \frac{2 \cdot 0{,}0015}{10} \cdot 206265 = 62 \text{ mm}.$$

7. Die Genauigkeit der Ablesung an Kreisteilungen mit Nonius und Ableselupe wird, abgesehen von den Teilungsfehlern des Kreises und des Nonius, im wesentlichen bedingt durch folgende

1. Eigenschaften des Beobachters.

a) Der Beobachter muß die nötige Sachkenntnis und Übung besitzen. Es ist erstaunlich, daß es noch immer Beobachter gibt, die einen Nonius nicht völlig auszunutzen verstehen. Das Schätzungsvermögen ist bei ihnen ebenso unausgebildet, wie bei denjenigen, die nicht in der Lage sind, über die Schätzung von $^1/_{10}$ einer kleinen Strecke bis zu $^1/_{20}$ vorzuschreiten.

b) Der Beobachter muß die Einflüsse von ungünstigen äußeren Verhältnissen (schlechte Beleuchtung, unbequeme Körperhaltung usw.) zu vermeiden oder, so weit möglich, auszuschalten in der Lage sein.

2. Eigenschaften des Instrumentes.

a) Die Teilstriche müssen sich von der Teilfläche gut abheben.

b) Die Breite der Teilstriche muß im richtigen Verhältnis zur Breite der benachbarten Teilungsintervalle und zur Länge der Striche stehen.

c) Die Teilstriche müssen am Rand ohne keulenförmige Enden auslaufen und seitlich durchweg scharf begrenzt sein.

d) Die Stärke der Teilstriche des Kreises und des Nonius muß gleich sein. Die Flächen von Kreisteilung und Nonius müssen gleichartig und gleichhell erscheinen.

e) Kreisteilung und Nonius müssen sich in derselben Ebene befinden bzw. derselben Fläche angehören, damit die Ablesung ohne Parallaxe erfolgen kann.

f) Kreisteilung und Nonius dürfen wohl durch eine Fuge von zweckentsprechender Breite, aber nicht durch ein Klaffen zwischen Limbus und Alhidade getrennt sein.

g) Die Vergrößerung der Ableselupe muß der Breite der Teilstriche und der Noniusangabe in richtigem Verhältnis entsprechen.

h) Die Ableselupe muß ein bequemes und scharfes Ablesen gestatten (sachgemäße Abblendung der Teilflächen); sie soll es, wenn irgend möglich, erlauben, den in seiner Länge richtig bemessenen Nonius mit einem Blick zu übersehen.

8. Der praktisch tätige Beobachter, z. B. Vermessungsingenieur, wird auf die höchste überhaupt zu erreichende Genauigkeit in manchen Fällen verzichten, um dafür andere Vorteile zu erreichen. Das gilt z. B. auch für Tachymeter und für Theodolite, die zu untertägigen Nachtragungsmessungen benutzt werden sollen, bei denen eine größere Strichstärke nicht nur angenehm, sondern auch für die Wirtschaftlichkeit der Messung wertvoll ist.

Andererseits ist es nicht ohne Interesse, den mittleren Fehler m_a kennenzulernen, den man zu befürchten hat, wenn man an einer beliebigen Stelle eines Nonius abliest und hierbei bestrebt ist, wenigstens diejenige Genauigkeit zu erzielen, die man bei genauen und sorgfältigen praktischen Messungen in der Regel erreichen will, wobei ein leistungsfähiges Instrument vorausgesetzt wird.

Als Unterlage für eine solche Untersuchung habe ich nur Beobachtungen an Theodoliten, Universalinstrumenten usw. der Werkstätten für wissenschaftliche Präzisionsinstrumente der Max Hildebrand G. m. b. H. in Freiberg i. Sa. benutzt. Nur durch diese Einheitlichkeit ist die erforderliche Gleichmäßigkeit der Güte der Teilungen gewährleistet. Aus dem gleichen Grunde habe ich nur solche Werte verwendet, die von mir aus eigenen Beobachtungen gewonnen worden sind.

Die Ergebnisse, die zum größten Teil früheren Veröffentlichungen von mir [**28** bis **39**, **41**] entstammen, sind in den Tafeln 1 bis 3 zusammengestellt. Die darin angegebenen mittleren „Ablesefehler“ m_a sind aus einer ziemlich großen Zahl von Messungen abgeleitet; sie gelten aber zunächst nur für die benutzten Instrumente und den betreffenden Beobachter.

Meine Untersuchungen, die sich zeitlich über 20 Jahre erstrecken, betreffen Kreisteilungen für 360^0 mit normaler (60′ zu 60″) und dezimaler Unterteilung und für 400^g, also die sog. alte, die Misch- und die neue Teilung.

Tafel 1. Unterteilung 60′ zu 60″.

1	2	3	4	5	6	7	8	9
Nr.	Der Teilung		Vergrößerung der Lupe	Nonius-angabe a	Bogenmaß des Kreises	Teile der Nonius-angabe	m_a linear	
	Durchmesser mm	Einheit ′		″	″		ohne Lupe μ	mit Lupe μ
1	180	10	8,6	10	2,7	0,270	1,18	10,15
2	160	10	8,6	10	2,9	0,290	1,13	9,72
3	145	15	8,6	20	3,0	0,150	1,05	9,03
4	145	20	8,6	30	3,8	0,127	1,33	11,44
5	120	20	8,6	30	3,9	0,130	1,13	9,72
6	110	20	8,3	30	4,6	0,153	1,23	10,21
7	100	20	9,3	30	4,5	0,150	1,09	10,14
8	90	20	8,6	30	4,8	0,160	1,05	9,03
9	85	20	8,3	30	5,2	0,173	1,07	8,88
10	80	20	7,2	30	5,4	0,180	1,05	7,56
11	70	20	7,2	30	6,3	0,210	1,07	7,70
12	90	20	8,3	60	7,7	0,128	1,68	13,94
13	80	20	7,2	60	11,1	0,185	2,15	15,48
14	70	20	7,2	60	11,2	0,187	1,90	13,68
15	80	30	7,2	60	10,8	0,180	2,10	15,12
16	70	30	7,2	60	12,5	0,208	2,12	15,26

Tafel 2. 360°. Unterteilung dezimal.

1	2	3	4	5	6	7	8	9
Nr.	Der Teilung		Vergrößerung der Lupe	Noniusangabe a	Bogenmaß des Kreises	m_a		
	Durchmesser mm	Einheit °		°	$1^0/_{1000}$	Teile der Noniusangabe	linear ohne Lupe μ	linear mit Lupe μ
1	120	0,25	8,6	0,005	1,26	0,252	1,32	11,35
2	120	0,25	8,6	0,01	1,33	0,133	1,39	11,95
3	90	0,25	8,3	0,01	2,05	0,205	1,61	13,36
4	90	0,50	8,3	0,02	4,22	0,211	3,31	27,47

Tafel 3. 400^g

1	2	3	4	5	6	7	8	9
Nr.	Der Teilung		Vergrößerung der Lupe	Noniusangabe a	Bogenmaß des Kreises	m_a		
	Durchmesser mm	Einheit '		"	"	Teile der Noniusangabe	linear ohne Lupe μ	linear mit Lupe μ
1	180	20	8,6	20	6,4	0,320	0,90	7,74
2	160	20	8,6	50	10,8	0,216	1,36	11,70
3	120	20	8,6	50	11,9	0,238	1,12	9,63
4	145	50	8,6	100	11,9	0,119	1,36	11,70
5	120	50	8,6	100	12,2	0,122	1,15	9,89
6	90	50	8,3	100	18,7	0,187	1,33	11,04
7	80	50	7,2	100	24,7	0,247	1,56	11,23
8	70	50	7,2	100	28,9	0,289	1,59	11,45

Die Tafeln 1 bis 3 enthalten alle Angaben, die zu einer Beurteilung von m_a erforderlich sind, insbesondere den Durchmesser und die Einheit der Kreisteilung, die Noniusangabe a und die Vergrößerung der angewendeten Lupe. Der mittlere Ablesefehler m_a ist ausgedrückt im Bogenmaß des Kreises, als Bruchteil der Noniusangabe und linear.

Die Lupenvergrößerung schwankt nur zwischen 7,2 × und 9,3 ×; sie beträgt im Mittel 8,2 ×.

Tafel 4. 360°. Teilungseinheit $^1/_3{}^0$. Noniusangabe 30″.

Nr.	Teilungsdurchmesser mm	Bogenmaß des Kreises ″	m_a Teil der Noniusangabe	linear ohne Lupe μ	linear mit Lupe μ
1	145	3,8	0,127	1,33	11,44
2	120	3,9	0,130	1,13	9,72
3	110	4,6	0,153	1,23	10,21
4	100	4,5	0,150	1,09	10,14
5	90	4,8	0,160	1,05	9,03
6	85	5,2	0,173	1,07	8,88
7	80	5,4	0,180	1,05	7,56
8	70	6,3	0,210	1,07	7,70
			Mittel:	1,13	9,34

9. Eine Betrachtung der Reihen 1 bis 3 zeigt, daß sich innerhalb der einzelnen Nonienangaben für „m_a linear“ eine beachtenswerte Übereinstimmung ergibt und daß

die geringen Schwankungen der Lupenvergrößerung, die vorkommen, ohne wesentliche Bedeutung sind. Das wird besonders deutlich, wenn man, wie es in Tafel 4 geschehen ist, aus der Tafel 1 die Kreise mit der Nonienangabe 30″ zusammenstellt.

Die Tafel 4 umfaßt Kreisdurchmesser von 70 bis 145 mm. Innerhalb dieses Bereiches liegt m_a zwischen 6″,3 und 3″,8 oder, ausgedrückt in Teilen der Noniusangabe, zwischen 0,21a und 0,13a. Auch bei m_a linear zeigt sich eine geringe Veränderlichkeit, die es aber doch erlaubt, die Mittelwerte 1,13 μ und 9,3 μ abzuleiten. Nebenher ergibt die Tafel 4, daß es keinen Zweck hat, für eine Noniusangabe von 30″ einen Kreisdurchmesser von 145 mm zu verwenden. Faßt man die m_a linear für die einzelnen Nonienangaben der Tafel 1 zusammen, so erhält man folgende Zusammenstellung:

360°

Noniusangabe	m_a linear	
	ohne Lupe	mit Lupe
10″	1,16 μ	9,94 μ
20″	1,05 μ	9,03 μ
30″	1,13 μ	9,34 μ
60″	1,99 μ	14,70 μ

Vergleicht man diese Mittelwerte mit den entsprechenden Zahlen der Tafel 2 und bedenkt man, daß

$$0^0{,}005 = 18''$$
$$0^0{,}01 = 36''$$
$$0^0{,}02 = 72''$$

ist, so sieht man, wie die Kreise von Nonientheodoliten mit Mischteilung einzurichten sind, um Abfälle in der Genauigkeit zu vermeiden.

Interessant ist auch ein Vergleich der Tafeln 1 und 3, wobei zu beachten ist, daß

$$20^{cc} = 6'',5$$
$$50^{cc} = 16'',2$$
$$100^{cc} = 32'',4$$

ist.

Faßt man m_a linear auch in der Tafel 3 für die einzelnen Nonienangaben zusammen, so ergibt sich Folgendes:

400°

Noniusangabe	m_a linear	
	ohne Lupe	mit Lupe
20^{cc}	0,90 μ	7,74 μ
50^{cc}	1,24 μ	10,66 μ
100^{cc}	1,40 μ	11,06 μ

Damit ist ein Vergleich der alten mit der neuen Teilung möglich.

10. Daß die in nur so geringen Grenzen schwankende Lupenvergrößerung m_a nicht wesentlich beeinflußt, ist durch den Vorgang bei der Schätzung, d. h. durch den Vergleich von zwei kleinen, aber verschieden großen Strecken bedingt.

Ich stellte auch Beobachtungsreihen mit stärker vergrößernden Lupen an. Die Ergebnisse zeigt die Tafel 5.

Tafel 5. 360°. Unterteilung 60′ zu 60″.

1	2	3	4	5	6	7	8	9
Nr.	Der Teilung: Durchmesser mm	Der Teilung: Einheit ′	Vergrößerung der Lupe	Noniusangabe a ″	Bogenmaß des Kreises ″	m_a: Teile der Noniusangabe	m_a linear: ohne Lupe μ	m_a linear: mit Lupe μ
1	180	10	17,4	10	1,49	0,149	0,650	11,31
2	80	20	10	30	3,63	0,121	0,704	7,04
3	80	20	22	30	2,74	0,091	0,532	11,70

Ein Vergleich der Spalten 9 der Tafeln 1 und 5 zeigt bei Nr. 1 und 1 sowie Nr. 10 und 2 eine befriedigende Übereinstimmung. Bei Nr. 3 der Tafel 5 bringt die 22 × -Lupenvergrößerung nicht mehr den erwarteten Genauigkeitszuwachs.

11. Alle meine bisher mitgeteilten Untersuchungen ergeben m_a mit der Genauigkeit, die man bei guten, sorgfältig ausgeführten Beobachtungen der Praxis in der Regel anstrebt. Daß diese Genauigkeit im praktischen Vermessungswesen, besonders bei Messungen im Freien, häufig nicht erreicht wird, ist als selbstverständlich bekannt. Für die Einwirkung der Körperhaltung, Beleuchtung usw. auf die Größe von m_a habe ich schon früher [**34**, S. 11 bis 12] Zahlenwerte mitgeteilt.

Um zu ermitteln, welche größte Genauigkeit ich bei der Nonienablesung überhaupt und zwar mit Nonien verschiedener Angabe an gleichen Instrumenten erzielen kann, benutzte ich 3 gleiche Hildebrand-Einheitstheodolite mit der Nonienangabe 10″ (Lupen mit 8,6 × und 11,1 × Vergrößerung), 20″ und 30″. Für jedes Instrument — für Nr. 1 für beide Lupenvergrößerungen — wurde m_a auf drei Wegen, und zwar aus $240 + 240 + 360 = 840$ Beobachtungen abgeleitet. Die erzielten Werte gibt die Tafel 6.

Tafel 6. 360°. Unterteilung 60′ zu 60″. Teilungsdurchmesser 120 mm.

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
Nr.	Teilungseinheit ′	Vergrößerung der Lupe	Noniusangabe a ″	Bogenmaß des Kreises ″	m_a: Teile der Noniusangabe	m_a linear: ohne Lupe μ	m_a linear: mit Lupe μ	Genauigkeit	Zeitaufwand
1	10	8,6	10	1,73±0,07	0,173	0,50	4,30	1,00	1,00
2	10	11,1	10	1,87±0,12	0,187	0,54	5,99	0,93	1,08
3	20	8,6	20	2,48±0,09	0,124	0,72	6,19	0,70	1,16
4	20	8,6	30	2,55±0,14	0,085	0,74	6,36	0,68	1,12

Vergleicht man Nr. 4 der Tafel 6 mit Nr. 5 der Tafel 1, so hat man für m_a 2″,55 und 3″,9 oder das Verhältnis 1 : 1,53.

An anderer Stelle [**41**] habe ich weitere Zahlen ähnlicher Art mitgeteilt: sie lauten:

Tafel 1

Nr. 8.	3″,2	und	4″,8	oder 1 : 1,50,
Nr. 9.	3″,8	und	5″,2	oder 1 : 1,37.

Faßt man diese Zahlen zusammen, so erhält man für m_a linear bei Betrachtung mit einer Lupe von etwa 9 × Vergrößerung $\sim 6\,\mu$ oder für die normale Sehweite von 250 mm einen Wert von 5″. Das ist unter ausdrücklicher Begrenzung auf die hier vorliegenden Verhältnisse ein Maß der erreichbaren „Nonius-Sehschärfe", d. h. ein Ausdruck der Genauigkeit von Ablesung und Abschätzung an einer beliebigen Stelle eines Nonius.

Die Spalten 9 und 10 der Tafel 6 veranschaulichen den Genauigkeitsabfall und den Zeitaufwand der Beobachtung bei den verschiedenen Noniusangaben.

12. Man könnte den Versuch machen, aus den im Vorstehenden mitgeteilten Ergebnissen meiner ziemlich zahlreichen Beobachtungen Zusammenhänge zwischen dem Durchmesser und der Teilungseinheit der Kreise, der Noniusangabe und dem mittleren Ablesefehler m_a abzuleiten. Dazu müßte man aber noch die Stärke der Teilstriche, ihr Verhältnis zur Größe der benachbarten Intervalle, ihre Länge, ihre Begrenzung, ihre Farbe im Verhältnis zur Teilungsfläche und manche anderen wichtigen Faktoren heranziehen, Faktoren, deren Beziehungen zueinander von den feinmechanischen Werkstätten z. T. nach wissenschaftlichen Untersuchungen, z. T. nach der Erfahrung bemessen werden.

Der praktische Wert solcher Rechnungen ist aber ziemlich gering, da die Genauigkeit der Noniusablesung durchaus nicht allein über die Abmessungen und die Einrichtung einer Kreisteilung entscheidet. Es wird daher hier davon abgesehen.

Ich überlasse es weiter dem Vermessungsingenieur und dem Feinmechaniker, die vielleicht nicht ganz unwichtigen sonstigen Schlüsse aus meiner Untersuchung zu ziehen, die die mitgeteilten Zahlen erlauben.

Angezogene Schriften.

1. L. Heine, Sehschärfe und Tiefenwahrnehmung. *Graefes Archiv für Ophthalmologie* **51.** *S. 146—173. 1900.*
2. H. v. Helmholtz, Handbuch der physiologischen Optik. 2. Aufl. Leipzig 1896.
3. M. v. Rohr, Das Sehen. Abschn. VIII A in A. Winkelmann, Handbuch der Physik Bd. 6. 2. Aufl. Leipzig 1906.
4. Fr. Schilling, Die geometrische Theorie der Stereophotogrammetrie. *Zeitschr. f. Vermw.* **40.** *S. 636—650, 669—682, 701—712, 725—734, 757—763, 785—798, 809—823. 1911.*
5. S. Czapski, O. Eppenstein und H. Erfle, H. Boegehold, Grundzüge der Theorie der optischen Instrumente. 3. Aufl. Leipzig 1924.
6. E. Hering, Über die Grenze der Sehschärfe. *Verhdlg. d. Königl. Sächs. Gesellsch. d. Wissensch. Math.-Phys. Klasse* **51** *S. 16—24. 1899.*
7. Volkmann, Über die kleinsten relativen Größenunterschiede, welche wir wahrzunehmen imstande sind. Physiolog. Untersuchungen i. Gebiete d. Optik. Heft I. Leipzig 1863.
8. E. A. Wülfing, Über den kleinsten Gesichtswinkel. *Zeitschr. f. Biologie* **29.** (N. F. XI.) *S. 199—202.*
9. E. Pauli und R. Pauli, Physiologische Optik. Jena 1918.
10. C. Pulfrich, Über den von der Firma C. Zeiss in Jena hergestellten stereoskopischen Entfernungsmesser. *Physikal. Zeitschr.* **1.** *S. 98—104. 1899.*
11. C. Pulfrich, Stereoskopisches Sehen und Messen. Jena 1911.
12. B. Weinstein, Handbuch der physikalischen Maßbestimmungen. 2. Bd. Berlin 1888.
13. O. Eggert, Die Genauigkeit der Nonienablesung. *Zeitschr. f. Vermw.* **36.** *S. 635—637. 1907.*
14. H. Schulz, Über Meßfehler einstationärer Entfernungsmesser I und II. *Diese Zeitschr.* **39.** *S. 91—96, 124—132, 242—252. 1919.*
15. H. Schulz, Zur Physiologie des Messens. *Zeitschr. f. techn. Physik* **1.** *S. 116—121, 129—137. 1920.*
16. H. Schulz, Das Sehen. Stuttgart 1920.
17. H. Schulz, Physiologische Betrachtungen. *Central-Zeitg. f. Optik u. Mech.* **40.** *S. 324—326. 1919.*
18. H. Schulz, Teilungen. *Feinmechanik* **1.** *S. 123—125. 1922.*
19. H. Schulz, Teilungen. *Deutsche opt. Wochenschr.* **8.** *S. 232—234. 1922.*
20. Ch. v. Hofe, Apparat zur Prüfung der Sehleistung bei Noniuseinstellung. *Zeitschr. f. techn. Physik* **1.** *S. 85—90. 1920.*
21. E. Hammer, Lehrbuch der elementaren praktischen Geometrie. Bd. I. Leipzig 1911.
22. Ch. A. Vogler, Lehrbuch der praktischen Geometrie. 1. Teil. Braunschweig 1885.
23. E. Toussaint, Messen und Passen. *Die Werkzeugmaschine* **22.** *S. 205—210. 1918.*
24. A. Repsold, Eine Schraubenprüfung. *Diese Zeitschr.* **45.** *S. 276—287. 1925.*

25. Fr. Klempau, Untersuchungen der Kreis- und Nonienteilung eines 10″-Repetitionstheodoliten und Bestimmung von Ziel- und Ablesegenauigkeit an demselben Instrument. *Zeitschr. f. Vermw.* **41.** *S. 265—280. 1912.*
26. Fr. Klempau, Über die Beziehungen zwischen Winkel-, Nonien- und Zeitgenauigkeit. *Allg. Verm.-Nachr.* **35.** *S. 306—319. 1923.*
27. K. Lüdemann, Kleinste Theodolite mit Schraubenmikroskopen. *Allgem. Verm.-Nachr.* **37.** *S. 529—539. 1925.*
28. K. Lüdemann, Untersuchung eines Repetitionstheodoliten. *Zeitschr. f. Vermw.* **36.** *S. 345—359. 1907.*
29. K. Lüdemann, Über den Gebrauchswert eines 16 cm-Nonientheodolits. *Allg. Verm.-Nachr.* **33.** *S. 45—49, 61—67, 1921.*
30. K. Lüdemann, Über die Genauigkeit neuzeitlicher Nonientheodolite. *Der Landmesser* **1.** *S. 97—100, 109—112, 121—125, 136—140. 1913.*
31. K. Lüdemann, Grundlagen für einen Voranschlag der inneren Genauigkeit der Winkelmessung bei Theodoliten mit Ablesung durch Nonien, Strich- und Skalenmikroskope. *Österreich. Zeitschr. f. Vermw.* **21.** *S. 26—30. 1923.*
32. K. Lüdemann, Grundlagen für den Voranschlag der Genauigkeitsleistung von einigen Theodoliten bei der Kleindreiecksmessung und bei feinen Zugmessungen. *Diese Zeitschr.* **44.** *S. 555—563. 1924.*
33. K. Lüdemann, Über die Genauigkeit von Nonientheodoliten mit 12cm-Durchmesser des Grundkreises aus Reihenerzeugung. *Diese Zeitschr.* **40.** *S. 49—56. 1920.*
34. K. Lüdemann, Der 8 cm-Nonientheodolit von M. Hildebrand. *Mitt. a. d. Markscheidew. 1914. S. 3—13, 62—69.*
35. K. Lüdemann, Der Nutzwert kleiner Theodolite für die Winkelmessung. *Allg. Verm.-Nachr.* **34.** *S. 885—888. 1922.*
36. K. Lüdemann, Die kleinsten Hildebrand-Nonientheodolite. *Allg. Verm.-Nachr.* **35.** *S. 78—83. 1923.*
37. K. Lüdemann, Der Ablesefehler bei Nonientheodoliten mit zentesimaler Teilung. *Schweiz. Zeitschr. f. Vermw.* **20.** *S. 273—276. 1922.*
38. K. Lüdemann, Ergebnisse der Prüfung einiger Nonientheodolite mit zentesimaler Teilung. *Zeitschr. f. Feinmech.* **31.** *S. 25—27, 37—40. 1923.*
39. K. Lüdemann, Nonientheodolite mit dezimaler Unterteilung des Grades. *Allg. Verm.-Nachr.* **35.** *S. 17—21. 1923.*
40. R. Boßhardt, Das neue Reduktions-Tachymeter. *Schweiz. Zeitschr. f. Verm.* **25.** *S. 1—9, 25—46. 1927.*
41. K. Lüdemann, Ein kleines Bussolentachymeter. Erscheint demnächst in den *Allg. Verm.-Nachr.*
42. G. Cicconetti in *Rivista di topografia e catasto* **11.** *S. 1—12. 1898/99.* Berichte von
a) W. Jordan, Genauigkeit der Nonien. *Zeitschr. f. Vermw.* **28.** *S. 24—25. 1899.*
b) E. Hammer, *Diese Zeitschr.* **19.** *S. 158. 1899.*

Kurvenmesser von Pressel und Riefler.

Von
Konrad Pressel † in München.

Gelegentlich einer Studie des Verfassers über das Problem der Vorausbestimmung der Gesteintemperatur im Innern eines Gebirgmassivs[1]) hatte sich bei der Ermittlung der wahren Größe der Erdoberfläche über dem Gebirgmassiv nach dem Verfahren von S. Finsterwalder[2]) die Notwendigkeit ergeben, die Längen einer großen Zahl von Schichtenlinien möglichst genau zu messen. Die zu diesem Zweck bisher zur Verfügung stehenden Instrumente genügten den zu stellenden Anforderungen an Genauigkeit, Raschheit und Bequemlichkeit der Messung nicht in ausreichendem Maß. Aus dem Bestreben, diesen Mängeln abzuhelfen, ist der nachstehend beschriebene

[1]) Zusammenfassende Mitteilung darüber in *Zeitschr. VDI.* **73.** *S. 162—164. 1929.*
[2]) *Sitzungsber. d. mathem.-phys. Kl. der K. Bayer. Akad. d. Wiss. 1890.* **20.** *Heft 1.*

neue Kurvenmesser hervorgegangen, welcher nach den Angaben und Zeichnungen des Verfassers von der rühmlichst bekannten Firma Clemens Riefler, Fabrik mathematischer Instrumente in Nesselwang und München, in ausgezeichneter Weise ausgeführt worden ist und sich vortrefflich bewährt hat.

A. Beschreibung des Kurvenmessers.

(Hierzu Abb. 1—8.)

Der messende Teil ist ein wie bei Planimetern gebautes Meßröllchen R (Abb. 1,

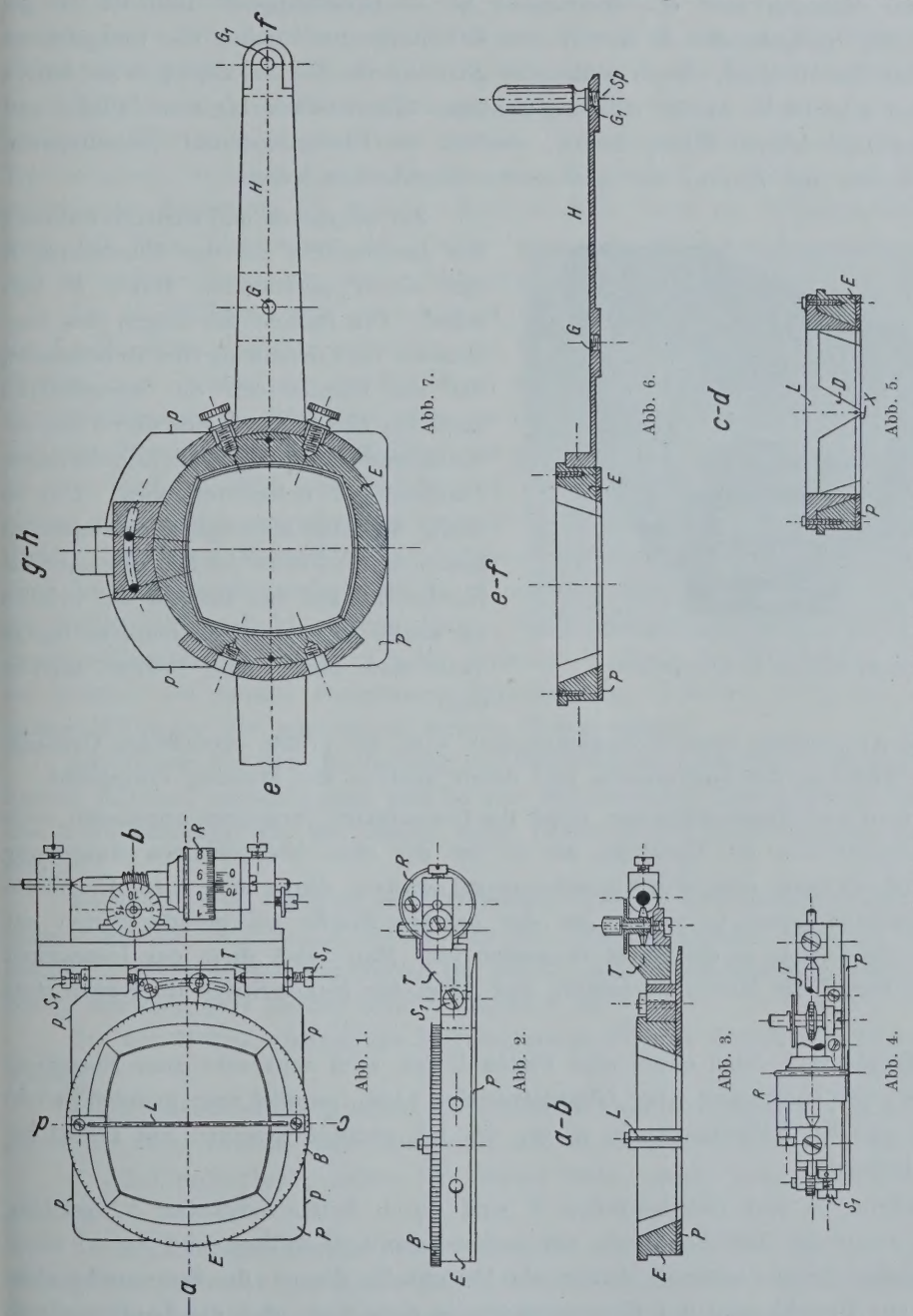


Abb. 1 bis 7. Ansichten und Schnitte des Kurvenmessers.

R Meßröllchen; L Normalenspiegel; X Marke an der vorderen und hinteren Fläche des Spiegels L; E Einstellring, in welchem der Spiegel L gefaßt ist; B geränderter Bund des Einstellringes E; D dreieckförmiger Ansatz des Spiegels L, welcher vorn und rückwärts die Marken X trägt; P Grundplatte des Einstellringes E; $p-p$ Führungskanten der Grundplatte P; T Träger des Röllchens R; S_1 Spitzenschrauben im Träger T, in welchen der Einstellring E gelagert ist; H abnehmbares Armstück, welches zur Einstellung der Laufkreisebene des Röllchens durch die Spiegelmarke X dient; G_1 u. G Bohrungen im Armstück H zum Einsetzen der Spitzen Sp; Sp Spitzen zum Einsetzen in Armstück H.

2, 4), das so weit von der Meßstelle angeordnet ist, daß diese Stelle und ein entsprechend weiter Bereich um dieselbe frei bleibt und bequem überblickt werden kann.

Eine Umdrehung des Meßröllchens entspricht einer Meßstrecke von 50 mm. Der Umfang der Röllchentrommel ist in 100 Teile geteilt; mittels Nonius können noch Zehntel der Teilungseinheit, also $^1/_{20}$ mm gemessen werden. Die einzelnen Umdrehungen können bis zu 20 an einem Zählscheibchen abgelesen werden.

Die Einstellung des Instruments erfolgt mittels eines planparallelen Normalenspiegels L, welcher an der vorderen und hinteren Fläche eine Marke X trägt und in einem bogenquadratisch oder kreisförmig ausgeschnittenen Einstellring E gefaßt ist. Bei der Messung wird das Instrument bei nachgeschlepptem Röllchen so geführt, daß die Spiegelmarke X die Kurve durchläuft und dabei die Spiegelebene senkrecht zur Kurve steht, Diese senkrechte Stellung des Normalenspiegels zur Kurve erkennt man sehr leicht daran, daß das sichtbare Kurvenstück bis zum Spiegel und dessen Spiegelbild keinen Knick bilden, sondern im Übergangspunkt (Schnittpunkt von Spiegelebene und Kurve) eine gemeinsame Berührende haben.

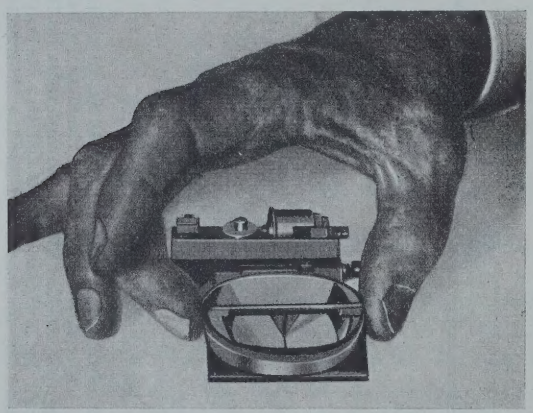


Abb. 8. Handhabung des Kurvenmessers.

Zur bequemen und sicheren Führung des Instruments ist der Einstellring E mit einem gerändelten Bund B versehen. Die Radien der Bögen des Ausschnitts im Einstellring sind so bemessen, daß der Bereich um die Spiegelmarke auch bei einseitigem Licht durch die reflektierende Wirkung der kegelförmigen Flächen gut beleuchtet wird. Um so wenig Schatten als möglich entstehen zu lassen, ist die Fläche des Normalenspiegels beschränkt auf das Dreieck D, welches an seiner unteren abgestumpften Spitze vorn und hinten die beiden Marken trägt.

Durch Anwendung eines Normalenspiegels wird die größte erreichbare Genauigkeit in der Führung des Instruments und damit auch in der Messung ermöglicht.

Will man auf diesen äußersten Grad der Genauigkeit verzichten zugunsten noch freierer Übersicht über die Meßstelle, als sie bei der oben beschriebenen Anordnung gewährt wird, so kann man den Normalenspiegel ersetzen durch eine ebene Glasplatte oder plankonvexe Linse, in welche an der unteren Fläche ein gerader Strich mit Punkt oder Querstrich in der Mitte eingeritzt ist. Man führt dann das Instrument so, daß der Punkt die Kurve durchläuft und dabei der gerade Strich die Kurve stets berührt.

Der Einstellring trägt unten eine Platte P mit zwei senkrecht zum Normalenspiegel (bzw., bei Anordnung einer Glasplatte oder Linse, parallel zum geraden Strich) gerichteten geraden Führungskanten $p—p$, um bei geraden Strecken ein Lineal benützen zu können.

Einstellring E und Röllchenträger T sind durch Spitzenschrauben S_1 gelenkig verbunden, damit das Röllchen stets auf seiner Unterlage aufliege und darauf einen gleichbleibenden Druck ausübe. Außer als Gelenkteile dienen die Spitzenschrauben auch noch zur Berichtigung des Kurvenmessers in dem Sinn, daß die Laufkreisebene des Röllchens durch die Spiegelmarke hindurchgehe. Diese Bedingung muß erfüllt sein, damit beim Durchlaufen einer Strecke in einem wie im andern Bewegungssinn

bei stets nachgeschlepptem Röllchen, was zu empfehlen ist, gleiche Messungsergebnisse erhalten werden, so daß dann eine einzige Messung genügt zur Ermittlung der gesuchten Streckenlänge. Anderenfalls, bei Unterlassung dieser Berichtigung, hat man in beiden Sinnen die Strecke zu messen und das arithmetische Mittel der beiden Ergebnisse zu nehmen.

Um die besprochene Berichtigung durchführen zu können, werden zu beiden Seiten des Einstellringes an diesen zwei vollkommen gleiche Arme H angeschraubt, welche mit je 2 Bohrungen G und G_1 (Abb. 6 und 7) versehen sind. In die Bohrungen, deren Mittelpunkte genau 100,0 mm, bzw. 50,0 mm von der Spiegelmarke abstehen und durch passende Befestigung der Arme H am Einstellring in die vordere, vom Röllchen abgewandte Spiegelebene eingestellt werden, können mit Spitzen Sp versehene Schrauben eingeschraubt werden. Auf diese Weise ist man im Stand, den Kurvenmesser zwangsläufig in Kreisen von 200,0 mm oder 100,0 mm Durchmesser rechts- oder linksläufig zu führen. Man verstellt dann die Spitzenschrauben S_1 so lang, bis beim Beschreiben des Kreises von z. B. 200,0 mm Durchmesser im einen wie im anderen Sinn sich gleiche Ablesungsunterschiede ergeben.

Ist die Röllchenachse gleichlaufend mit der Spiegelebene montiert, steht also die Laufkreisebene genau senkrecht zur Spiegelebene, so sollte beim Messen einer Strecke eine Umdrehung des Röllchens einer Länge von 50,0 mm entsprechen. Ist der Durchmesser des Röllchens etwas zu klein ausgefallen, so daß auf 50,0 mm durchfahrener Strecke mehr als eine Umdrehung kommt und die Angabe des Kurvenmessers zu groß wird, so kann eine Berichtigung dadurch erfolgen, daß man die Laufkreisebene um die Spiegelmarke im wagrechten Sinn um einen entsprechenden Winkel dreht. Zu diesem Behuf sind die Spitzenschrauben S_1 in ein Stück eingelassen, das nach Lüftung der Schrauben, welche es mit der Grundplatte verbinden, um die Marke als Mittelpunkt gedreht werden kann. Nach einigen Versuchsmessungen an einer genau bekannten Strecke wird leicht diejenige Stellung des Röllchenträgers ermittelt, bei welcher die Anzahl abgewälzter Einheiten der Röllchenteilung mit der Anzahl halber Millimeter der gemessenen Strecke übereinstimmt.

Die feinen bei der Bearbeitung des Meßröllchens quer zum Umfang verlaufenden kurzen Rillchen müssen genau parallel zur Röllchenachse liegen, damit beim Drehen des Kurvenmessers um die Marke keine Drehung des Röllchens um seine Achse erfolge.

Bezüglich der, übrigens sehr einfachen, Theorie des Instrumentchens sei verwiesen auf die Schrift: „Konrad Pressel, Experimentelle Methode der Vorausbestimmung der Gesteintemperatur im Innern eines Gebirgmassivs, Verlag R. Oldenbourg, München und Berlin, 1928“, Anhang S. 49.

Bei der Handhabung des Kurvenmessers können dreierlei Fehler begangen werden:

1. „Einstellfehler“, indem die Marke X zwar auf der Kurve liegt, aber nicht genau mit dem Anfangs- oder Endpunkt der zu messenden Strecke zusammenfällt,

2. „Seitenfehler“, indem die Marke nicht genau längs der Kurve geführt wird und

3. „Richtungsfehler“, welche dadurch entstehen, daß der Normalenspiegel nicht genau senkrecht zur Kurve gehalten wird, so daß also die Laufkreisebene von der Berührenden an die Kurve um einen kleinen Winkel abweicht.

Der Fehler 1 kann bei Einstellen mit freiem Auge für jeden der 2 Punkte zu höchstens $0{,}_1$ mm geschätzt werden, beträgt somit für Anfangs- und Endpunkt zu-

sammen höchstens $0{,}_2$ mm. Bei Verwendung einer Lupe läßt er sich noch wesentlich herabmindern.

Der Fehler 3 beträgt bei einer Abweichung der Laufkreisebene um 3^0 von der Berührenden $0{,}_{125}$ %, bei einer Abweichung von 6^0, wie sie nur ganz selten und nur auf ganz kurzen Streckenteilen vorkommen dürfte, kaum $0{,}_5$ % der unrichtig durchlaufenen Strecke. Es kann demnach der Richtungsfehler während der ganzen Messung als verschwindend betrachtet werden.

Fühlbaren Einfluß kann dagegen bei nicht sorgfältiger Führung der „Seitenfehler„ (2) erlangen. Würde beispielsweise bei einer ebenen geschlossenen Kurve, bei deren Durchfahrung das Instrument im Ganzen eine Drehung um 360^0 erfährt, die Marke immer auf derselben Seite um $0{,}_1$ mm von der Kurve abweichen, so würde der Gesamtfehler $\pm 0{,}1 \cdot 1 \cdot 2\,\pi = \pm 0{,}_{628}$ mm betragen (+ bei äußerer, — bei innerer Abweichung). Da aber die Abweichungen im Verlauf einer Strecke zum Teil sich aufheben, wird auch dieser Fehler auf einen sehr kleinen Betrag sich herabmindern lassen.

B. Messungsergebnisse.

Nachstehend mögen noch einige wenige Ergebnisse von Messungen mitgeteilt werden, welche den Grad der Genauigkeit des Instruments (u. zw. eines der ersten Versuchsinstrumente) erkennen lassen.

In der folgenden Zahlentafel bezieht sich die Messungsreihe I auf die Bestimmung des „Instrumentenfehlers“ f_i. Darunter soll verstanden werden die verhältnismäßige, in Prozenten ausgedrückte Abweichung der Einheit der Röllchenteilung von der wahren Längeneinheit. Dieser Fehler ist zu ermitteln durch zwangläufige Messung einer geraden Strecke, also durch Führung des Kurvenmessers entlang einem Lineal. Ist l_0 die wahre Länge der Strecke in Millimeter, λ die Länge in „Millimeter“ der Röllchenteilung, so ist in Prozenten

$$f_i = 100 \cdot \frac{l_0 - \lambda}{l_0}.$$

Messungsreihe II betrifft einen Kreis, welcher freihändig abwechselnd im rechtsläufigen (↓) und linksläufigen (↓↶) Sinn umfahren wurde.

Reihe	Gemessene Strecke	Wahre Länge l_0 mm	Art der Messung	Sinn der Bewegung	Ablesung Anfang A_1	Ablesung Ende A_2 (in Noniuseinheiten)	Länge $A_1 - A_2$ Noniuseinheiten	Länge λ in „mm“ Röllchenteilung	Mittel	$f_i = 100 \cdot \frac{l_0 - \lambda}{l_0}$ %	Gesamtfehler $f_a = 100 \cdot \frac{l_0 - \lambda}{l_0}$ %	M f_m
I	Gerade Strecke	$319{,}_{95}$	zwangläufig	←	19988	13591	6397	$319{,}_{85}$	$319{,}_{83}$	$0{,}_{0375}$		
				←	18874	12478	6396	$319{,}_{80}$				
				←	18873	12476	6397	$319{,}_{85}$				
				←	12369	5975	6394	$319{,}_{70}$				
				←	15766	9367	6399	$319{,}_{95}$				
II	Umfang eines Kreises ⌀=$205{,}_{65}$ mm	$646{,}_{06}$	freihändig	↓	27335	14464	12871	$643{,}_{55}$	$644{,}_{97}$		$0{,}_{203}$	
				↓↶	14689	1770	12919	$645{,}_{95}$				
				↓	22199	9330	12869	$643{,}_{95}$	$645{,}_{00}$		$0{,}_{164}$	
				↓↶	29398	16477	12921	$646{,}_{05}$				

Referate.

Ein Vorschlag zur Verbesserung von Pendelbeobachtungen.

Suggestions for the improvement of the pendulum observations.

Von C. A. Heiland. *American Geophysical Union, Bullet. of the National Research Council* **61.** *1927. 66/70.*

Die Schnelligkeit, mit der Pendelmessungen gemacht werden können, hängt davon ab, in welcher Weise ein absolutes Zeitmaß für die Pendelschwingungen gewonnen wird. Nimmt man ein Chronometer mit auf die Feldstationen, so beträgt die Beobachtungszeit mindestens die Zeit zwischen zwei aufeinanderfolgenden astronomischen Zeitbestimmungen oder Radiosignalen. Läßt man die Uhr auf einer Zentralstation und sendet die Signale entweder durch Radio oder Drahtverbindung (Bericht) auf die Feldstationen, so wird man von dieser Beschränkung unabhängig.

Indessen bleiben dann immer noch Fehler unaufgedeckt, welche durch Unregelmäßigkeiten im Gange der Zentraluhr zwischen zwei aufeinanderfolgenden Zeitvergleichen entstehen. Wie die Theorie zeigt, werden diese eliminiert, wenn man genau dieselben Signale der Zentraluhr auf zwei Feldstationen mit zwei Pendelapparaten gleichzeitig beobachtet.

Bisher fehlte es an einer Möglichkeit, dies genau zu verwirklichen. Der Verfasser schlägt folgendes Verfahren vor in Verbindung mit photographischer Registrierung: Irgendein einfaches Pendel wird an der Zentralstation aufgestellt, deren Schwingungen optisch in Stromschwankungen einer photoelektrischen Zelle umgewandelt und drahtlos auf die beiden Feldstationen übertragen werden. Daselbst werden die Stromschwankungen des Empfangskreises in Lichtschwankungen zurückverwandelt und gleichzeitig mit den Feldpendeln registriert.

Um genau dieselben Signale der Zentralstation in jedem Moment an beiden Feldstationen zu benutzen, sendet die Zentralstation automatisch nach jeder zehnten Sekunde ein Zusatzzeichen aus. Es sind sechs solcher Zeichen (Strich-Punkt-Kombination) vorgesehen, mittels deren irgendein Signal innerhalb einer Minute leicht identifiziert werden kann. Es ist daher nur nötig, beide Feldstationen mit einer Genauigkeit von einer Minute gleichzeitig in Gang zu setzen.

Das vorgeschlagene Verfahren würde erstens die Beobachtungszeit herabsetzen, zweitens infolge Anwendung photographischer Registrierung auch die Genauigkeit erhöhen und drittens die Notwendigkeit der Zeitvergleichung an der Zentralstation vollkommen ausschalten.

Anmerkung: Nach dem Druck des Artikels ist mir eine Notiz zur Kenntnis gekommen, der zufolge bereits Cornu ein ähnliches Verfahren benutzt hat, nämlich gleichzeitige Beobachtung auf zwei Feldstationen mit zwei Chronometern, die durch eine elektrische Verbindung synchronisiert werden. *Autorreferat.*

A Cartographic Correction for the Eötvös Torsion Balance.

Von C. A. Heiland, *Technical Publication* **52.** *American Institute of Mining and Metallurgical Engineers.*

Die bei Drehwaagenmessungen anzubringende topographische Korrektion kann aus zwei Teilen bestehend gedacht werden: die Terrain- (von 0 bis etwa 100 Meter Radius) und die kartographische Korrektion (von 100 Meter soweit wie erforderlich).

Für die letztere ist fast ausschließlich bis jetzt das Verfahren von Eötvös in Anwendung, bei welchem das Terrain in Massenelemente zerlegt wird, welche durch kleine Winkel und benachbarte Höhenlinien herausgeschnitten sind. Die Summation der Wirkung dieser Elemente ist häufig sehr langwierig.

Der Verfasser wendet daher auch auf die kartographische Korrektion das von Eötvös, Schweydar u. a. hauptsächlich für die Terrainkorrektion verwendete Prinzip an, das Terrain in Ringstücke zu zerlegen, welche von konzentrischen Kreisen und Winkelschenkeln begrenzt sind. Der Unterschied der vorgeschlagenen Methode von derjenigen obiger Forscher besteht dagegen darin, daß die Annahmen über die Höhenvariation in diesen Ringstücken so vereinfacht wurden, daß die Berechnung einer Korrektion für irgendwelche Radien leicht erfolgen kann. Somit braucht die Korrektion nicht auf ein Gelände angewandt zu werden, welches für bestimmte, ein für allemal festgelegte Radien nicht geeignet ist.

Zu diesem Zweck wird angenommen, daß die in bestimmten Geländepunkten gemessenen Erhebungen die Durchschnittshöhe je eines solcher Ringstücke darstellen, deren Grenzen in bezug auf Radius und Winkel so gewählt sind, daß der Meßpunkt in deren geometrischen Mittelpunkt zu liegen kommt.

Die für die praktische Anwendung der Korrektion notwendige Rechenarbeit wird dadurch im Vergleich zu der Methode von Eötvös und Schweydar nicht erhöht; wohl aber wird dadurch erreicht, daß die Koeffizienten dieser Korrektion leicht für irgendwelche Radien berechnet werden können. Die Koeffizienten für die Krümmungsgrößen können unschwer aus denen für die Gradienten abgeleitet werden. Die Koeffizienten ändern ihren Wert nicht, gleichviel ob die Messungen in 16 oder 32 Azimuthen erfolgen. Ein weiterer Vorteil besteht darin, daß die Einheiten, in denen die Erhebungen auszudrücken sind, mit steigender Entfernung wachsen.

Als Beispiel ist eine Korrektion für 100, 150, 225 Meter etc. (die Entfernungen steigend wie angegeben) berechnet worden, und zwar sowohl für die Bambergsche wie für die Suesssche Waage. Mit diesen Radien ist die Korrektion für eine Drehwaagenstation in Colorado berechnet worden. Die Ergebnisse wurden für gleiche oder ähnliche Radien mit Resultaten nach Schweydars Methode verglichen; die Übereinstimmung ist zufriedenstellend. Endlich wird noch ein Berechnungsschema angegeben, durch welches die Fehlermöglichkeiten bei der Berechnung herabgedrückt werden. *Autorreferat.*

Ein Kurvenzeichenapparat fürs Laboratorium.

(Laboratory curve tracer.)

Von H. Brearley. *Journ. Scient. Instr.* **5**. *S. 167—170. 1928.*

H. Brearley hat ein neuartiges einfaches Registriergerät angegeben, das von der Cambridge Instrument Company Ltd., London, gebaut wird, über das der Herausgeber berichtet. Das Gerät ermöglicht es, die auf der Skala in Erscheinung tretenden Ablenkungen des Spiegels eines Spiegelmeßgerätes, beispielsweise eines Spiegelgalvanometers, unmittelbar in Kurvenform aufzunehmen. Die Apparatur ist in solchen Fällen am Platze, in denen mehr als eine Reihe von Einzelpunkten verlangt wird, eine photographische Registrierung aber zuviel Aufwand an technischen Mitteln bedeutet.

Das Gerät sei in folgendem kurz beschrieben: In einem Gestell ist die mit Registrierpapier beschickte Trommel liegend angeordnet. Einige Zentimeter oberhalb der Trommel, parallel zu deren Achse, ist die Skala, auf der der vom Spiegel des Meßinstruments reflektierte Lichtstrahl spielt, am Gestell befestigt. Die Trommel wird von einem Uhrwerk angetrieben, kann aber auch mit einem Drehvorgang, der in dem der Messung unterworfenen Experiment vorkommt, gekoppelt werden. Oberhalb der Trommel, zwischen dieser und der Skala ist ein Gestänge angeordnet, das die Schreibfeder trägt und zugleich führt. Eine Spindel, die durch eine Kurbel gedreht werden kann, gestattet es, die Feder parallel zur Trommel zu verstellen. Mit der Schreibfeder ist ein feines Drahtkreuz starr verbunden; dieses verschiebt sich bei jeder Drehung der Kurbel dicht vor der Skala parallel zu dieser. Die Arbeitsweise mit dem Gerät ist folgende: der Beobachter folgt mit dem Drahtkreuz während des Experiments den Bewegungen des vom Spiegel des Meßgeräts auf die Skala geworfenen Lichstrahls, indem er die Kurbel entsprechend dreht. Gleichzeitig schreibt die Feder auf dem Registrierpapier, für dessen Vorschub die von der Kurbeldrehung unabhängige Drehbewegung der Trommel sorgt. Ein besonderer Hebel ist weiter vorgesehen, um die Feder vom Papier abzuheben; außerdem kann man noch das Spindelschloß am Federhalter öffnen und somit die Verbindung zwischen Spindel und Federhalter lösen. Dadurch wird es möglich, die Feder frei vom Papier und unabhängig von der Kurbel auf dem Gestänge zu verschieben, was für die Einstellung der Feder bei Beginn der Registrierung wichtig ist. Eine feste Feder dient zur Anbringung von Zeit- und anderen besonderen Marken; weiter ist auch eine Vorkehrung getroffen, um das Uhrwerk beliebig in Gang zu setzen oder wieder zum Stillstand zu bringen.

Die beigegebenen Kurvenbeispiele erweisen die vielseitige Verwendbarkeit des Apparates.

W. Keil.

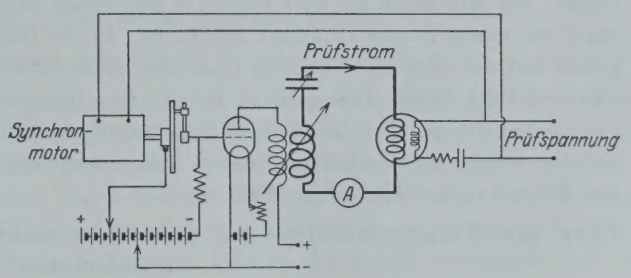
Ein tragbarer elektrischer harmonischer Analysator.

(A portable electric harmonic analyser.)

Journ. Scient. Instr. **5**. *S. 320—323. 1928.*

Die bisherigen Methoden zur Ermittlung der Oberschwingungen von Wechselstromkurven liefern diese harmonischen Schwingungen nicht genau genug und sind auch außerordentlich umständlich. H. Tinsley & Co.-London haben daher einen elektrischen harmonischen Analysator gebaut, der diese Mängel vermeidet und außerdem die Harmonischen der Spannungs- und Stromwelle unmittelbar zu ermitteln gestattet. Bei einer Wellenamplitude in der Spannung von etwa 100 Volt lassen sich kleine Oberwellen wenigstens bis auf $^1/_{20}$ von 1 Proz. der Grundwelle mit dem neuen Gerät genau ermitteln. Außerdem kann man mit dem Apparat den Phasenwinkel zwischen den Oberwellen gleicher Frequenz zweier verschiedener Wellen, sowie die absoluten Phasenwinkel der Harmonischen messen.

Was das Gerät selbst betrifft, so haben die Hersteller, um seine Handhabung zu erleichtern, es in mehrere in sich geschlossene Teile zerlegt. Als Meßprinzip benutzen sie das von P. T. Coe in *La Revue Générale de L'Électricité* im Jahre 1926 beschriebene Dynamometerprinzip; sie bauen nach dem Patent von M. Walker. Durch die bewegliche Spule des Dynamometers wird der in bekannter Weise zu der zu untersuchenden Spannung oder zu dem zu untersuchenden Strom in Beziehung stehende Strom (Teilstrom) geleitet, während durch die feste Spule ein sinusförmiger Untersuchungsstrom von der bekannten Frequenz der gesuchten Oberwelle fließt. Die Messung beruht darauf, daß eine stetige Ablenkung am Dynamometer nur dann eintritt, wenn die Ströme in der beweglichen und festen Spule des Instruments gleiche Frequenz haben.



Um eine Spannungskurve zu untersuchen, legt man die Spannung an die bewegliche Spule des Dynamometers über einen in Reihe liegenden Kondensator. Will man eine Stromkurve untersuchen, so schließt man die bewegliche Spule durch einen Shunt kurz. Die Schaltskizze gilt für den Fall der Spannungskurve und erläutert die Schaltung zur Genüge. Den Untersuchungsstrom entnimmt man aus dem Anodenkreis einer Elektronenröhre, deren Gitter über einen Kontakt, der gegenüber einer Kontaktscheibe verstellt werden kann, die Steuerspannung zugeführt erhält. Die Kontaktscheibe sitzt auf der Achse eines Synchronmotors, der von dem zu untersuchenden Strom angetrieben wird; auf ihrer Stirnfläche ist eine Reihe aus Kontaktsegmenten bestehender konzentrischer Ringe angeordnet, die voneinander isoliert sind. Ein Ring gibt jedesmal die Frequenz einer Oberwelle. Der Untersuchungsstrom in dem Schwingkreis wird mit Hilfe eines Hitzdrahtamperemeters gemessen. Dreht man den Arm, der den mit Bürste versehenen Kontakt trägt, so kann man die Phase des Untersuchungsstromes so einstellen, daß die Dynamometerablenkung ein Maximum wird. I_n = die gesuchte Oberwelle im Strom der beweglichen Spule kann dann leicht ermittelt werden. Aus der Beziehung $V_n = I_n Z_n$, wo Z_n = Impedanz des Kreises mit der beweglichen Spule für die Frequenz der n-ten Oberwelle bedeutet, folgt dann V_n = Oberwelle der angelegten Spannung in Volt.

Die normale Kontaktscheibe ist für die Untersuchung der ungeraden Oberwellen von der 3. bis zur 35. eingerichtet. Für andere Oberwellen lassen sich entsprechend ausgebildete Kontaktscheiben vorsehen, die gegen die normale vertauscht werden können.

Der Apparat soll sich sehr gut zur Prüfung der Vollkommenheit der Spannungswellenform von Wechselstrommaschinen, die für diese Wellenform besonders gebaut sind, eignen. An einem Beispiel wird gezeigt, daß, obwohl an dem Oszillogramm keine Spur von Oberwellen zu erkennen ist, trotzdem solche Oberwellen mit dem Gerät festzustellen waren. Die Untersuchung der Harmonischen bis zur 33. ergab, daß sämtliche kleiner als $^1/_{100}$ von 1 Proz. der Grundwelle blieben.

Ausgenommen hiervon waren die 5. und 7. mit 0,1 und 0,03 Proz. und die 23. und 25. mit 0,2 und 0,21 Proz.

Bei solchen Meßleistungen bedeutet das Gerät in der Tat eine wertvolle Bereicherung de Einrichtung eines elektrischen Laboratoriums. *W. Keil.*

Eine Emanationspumpe.

(A Radon Pump.)

Von L. F. Curtiss. *Journ. Opt. Soc.* **17.** *S. 76—80. 1928.*

Im *Bureau of Standards* ist ein im wesentlichen aus zwei hintereinander geschalteten Töpler pumpen bestehendes Aggregat entwickelt worden, welches zum Abpumpen von Emanation vo Radiumpräparaten dient. Wesentlich ist, daß das Quecksilber nirgends mit Gummi in Berührun kommt und auch keine Hähne in der Apparatur sind, mit Ausnahme eines direkt am Radium präparat befindlichen. Die unreine Emanation wird aus dem die Radiumlösung enthaltenden Gefä abgepumpt und passiert zunächst ein Entladungsrohr, durch welches dauernd Entladungen eine kleinen Induktors hindurchgeschickt werden und in welchem Wasserstoff und Sauerstoff zu Wasse verbrannt werden. Das feuchte Gas wird in einem Phosphorpentoxyd enthaltenden Rohr getrocknet in einem mit geschmolzenem Kaliumhydroxyd gefüllten Gefäß von CO und CO_2 und durch Über leiten über erhitztes Kupferoxyd von Wasserstoffresten befreit. Die hiernach in die erste Pump gelangende Emanation ist schon ziemlich rein und nur noch mit Spuren permanenter Gase verun reinigt. Sie wird durch die erste Pumpe in den Mantel eines Vakuumglases gepumpt, welcher vorhe durch die zweite Pumpe evakuiert worden ist. In die Höhlung des Glases wird flüssige Luft ein gefüllt und die nicht kondensierten Gase nach fünfzehn Minuten durch die zweite Pumpe abgesaugt Dann wird die flüssige Luft entfernt und die reine Emanation kann kurz darauf am Ausgangsroh der zweiten Pumpe über Quecksilber aufgefangen werden. Eine kleine Modifikation des Dewar Gefäßes, welche zum Schluß beschrieben wird, erlaubt das Füllen mit Emanation und Abschmelze von Röhren an der Apparatur selbst. *Sewig.*

Über die Trägheitsfehler des Schalenkreuzanemometers bei schwankende Windstärke.

Von O. Schrenk. *Meßtechnik.* **4.** *S. 275—278. 1928.*

Der Verfasser hat im Kaiser-Wilhelm-Institut für Strömungsforschung durch Rech nung und sinnreiche Versuche das Verhalten des Schalenkreuzanemometers untersucht und ist z Ergebnissen gelangt, die, auch wenn er ihnen nur die Bedeutung von Abschätzungen zuerkennt weitgehende Beachtung verdienen. Bei der Verbreitung, die das Schalenkreuz als Meßorgan i Wissenschaft und Technik gefunden hat, ist es sehr zu begrüßen, daß nun endlich quantitativ Anhaltspunkte über die Trägheitsfehler dieses Instruments vorliegen.

Die Untersuchungen beschäftigten sich zunächst mit dem Fall, daß ein vorher gleichmäßige Wind plötzlich auf eine höhere oder geringere, ebenfalls gleichmäßige Stärke umspringt. Daß dab das Schalenkreuz erst allmählich und asymptotisch in den neuen stationären Zustand kommt, e scheint nicht unnatürlich. Es ist aber wichtig, die Dauer der nichtstationären Zustände, die sog nannten „Aus"- und „Anlaufzeiten" zu ermitteln. Zwei Kurvenschaubilder erläutern die Verhältniss Ein Schalenkreuz, das einem plötzlichen Windabfall von 10 m/s auf 5 m/s ausgesetzt wurde, braucht eine „Auslaufzeit" von 10 sec. Wie der Verf. festgestellt hat, kommen aber auch erheblich größe An- und Auslaufszeiten vor.

Ein zweiter nicht zu eliminierender, daher weit unangenehmerer Trägheitsfehler ist der, da das Schalenkreuz bei periodischen Stärkeschwankungen des Windes einen höheren Wert mißt a den richtigen Mittelwert. Für die Abweichung sind eine Mehrzahl von Faktoren verantwortlich: d Trägheit, die Konstruktion des Geräts, die mittlere Windgeschwindigkeit, die Amplitude und Perio der Schwankung und die Form des Schwankungsverlaufes. Trotz der Vielzahl der Faktoren lä sich aber auch dieser Fehler abschätzen. Nach den Feststellungen des Verf. sind „Fehler d Größenordnung von 15% und mehr nicht selten zu erwarten."

Die ausführliche Beschreibung seiner Versuchsmethode hat der Verf. einer späteren beso deren Veröffentlichung vorbehalten, hier daher nur angedeutet. Es wurde versucht, die bei Win

schwankungen auftretenden beschleunigenden und verzögernden Drehmomente zu messen, indem beliebige Werte von v/u, wo $v =$ Windgeschwindigkeit, $u =$ Umlaufgeschwindigkeit des Schalenkreuzes ist, durch zusätzliches Antreiben und Bremsen des im Windkanal laufenden Schalenkreuzes erzwungen wurden. Als Hilfsgeräte wurden dabei ein kleiner Drehstrommotor und ein aerodynamischer Bremsflügel verwendet. Die Ergebnisse der Messungen sind in einer Kurve dargestellt, deren Abszisse die Bedeutung v/u, deren Ordinate die von $M/\varrho/2\,u^2\,a^2\,\pi\,r$ hat. Hierin ist $M =$ das Moment, $a =$ der Schalenhalbmesser, $r =$ der Hebelarm bis zum Schalenmittelpunkt und $\varrho =$ die Luftdichte.

Am Schluß seines Aufsatzes begründet der Verf., warum seine Untersuchungen nur Abschätzungen gleichkommende Werte ergeben konnte. Er ist aber der Auffassung, daß man, trotzdem nicht zu vernachlässigende Fehler in der Mittelwertsbildung bei Schalenkreuzanemometern festgestellt worden sind, dieses Gerät nicht notwendigerweise als für Windmessungen unbrauchbar bezeichnen könne.

Auf jeden Fall erscheint aber bei der Auswertung von Schalenkreuzanemometerbeobachtungen und Aufzeichnungen Vorsicht geboten, insbesondere dann, wenn sie als Grundlage für technische Berechnungen dienen. Ebenso wird die Meteorologie aus den interessanten Ergebnissen ihre Folgerungen ziehen müssen. *W. Keil.*

Die Hartmannsche Dispersionsformel für Glas.

(The Hartmann formula for the dispersion of glass).

Von H. W. Lee. *Transact. Opt. Soc.* **28.** *S. 161—167. 1926—27.*

Die Hartmannsche Formel gilt genau innerhalb der Fehlergrenzen des Pulfrich-Refraktometers. Eine größere Anzahl Gläser wird hinsichtlich der Konstanten der Formel ausgewertet und dabei zeigt sich, daß die optischen Gläser sich in drei deutlich erkennbare Klassen ordnen, innerhalb deren lineare Beziehungen zwischen den Konstanten bestehen. Dies kommt darin zum Ausdruck, daß bei der Eintragung der Gläser in ein Koordinatensystem mit n_0 gegen c alle Gläser auf drei Geraden verteilt liegen, entsprechend den alten Gläsern, den neuen Barytkronen und den Barytflinten. Bei der üblichen Darstellung von n_D gegen ν liegen bekanntlich die Barytkrone willkürlich außerhalb einer regelmäßigen Anordnung. *Flügge.*

Die Konstruktion von Reflexionsprismen.

(The design of reflecting prisms.)

Von T. Y. Baker. *Transact. Opt. Soc.* **29.** *S. 49—70. 1927—28.*

Die Bildlage nach zwei Reflexionen an ebenen Spiegeln geht aus der Objektlage durch eine Kreisbewegung um die Schnittgerade der beiden reflektierenden Spiegelflächen hervor. Bei der Konstruktion von Prismen werden Doppelreflexionen betrachtet. Die Richtungen des achsialen Strahls und die Verlagerung des Bildfeldes um diesen herum können graphisch durch Benutzung eines Kugeldiagramms ermittelt werden, aus welchem genügende Informationen entnommen werden können, um die Konstruktion von Modellen des achsialen Strahlenverlaufs und des ganzen Lichtbündels zu erleichtern. Die Winkel zwischen den Prismenflächen können genau dem Diagramm entnommen werden. Die Methode eignet sich besonders für Prismen, wo drei aufeinanderfolgende Teile des Achsenstrahls nicht in einer Ebene liegen. An Binokelprismen wird die Methode erläutert.

Flügge.

Die Konstruktion von Wellenlängenskalen für Spektrogramme.

(The construction of wave-length scales for spectrograms.)

Von Guy Barr. *Transact. Opt. Soc.* **29.** *S. 22—27. 1927—28.*

Beschreibung einer Methode, um eine approximierte Wellenlängenskala durch geometrische Projektion von einer gleichmäßig unterteilten Skala zu erhalten. Bekannt sein müssen mehrere Linien im Spektrum, um die Konstanten der Hartmannschen Dispersionsformel zu errechnen.

Flügge.

Methode zur Messung der Brechungsindizes von Gläsern für ultraviolette Strahlung.

(Méthode pour la mesure des indices de réfraction des verres pour les radiations ultraviolettes.)

Von Ch. Fabry und J. Barot. *Revue d'Opt.* **7**. *S. 429—433. 1928.*

Die Brechungsindizes der in der Optik benutzten lichtdurchlässigen Materialien werden im allgemeinen nur im sichtbaren Spektralgebiet gemessen. Es ist indessen nützlich und vielfach auch nötig, die Indizes spezieller Gläser usw. für das Ultraviolett zu kennen. Um hierbei ausreichende Genauigkeit zu erzielen, kann man nur photographisch vorgehen, da Fluoreszenzokulare die Schärfe der Spektrallinien beeinträchtigen und dann überhaupt der Korrektionszustand des Beobachtungsfernrohr-Objektivs der Benutzung im kurzwelligen Spektrum angepaßt sein müßte. Die Verf. fertigen aus dem zu untersuchenden Material ein 60°-Prisma an und stellen dieses so auf einen Spektrometertisch, daß die Austrittsfläche senkrecht zu dem von einem Kollimator mit Spalt herkommenden telezentrischen Lichtbündel steht. Diese Stellung entspricht nahezu der Minimumstellung und verhindert das Auftreten von Totalreflexion. Der Kollimator des Spektrometers ist auf dem Fernrohrarm montiert, um ihn in verschiedene Teilkreisstellungen bei fester Kamera zu bringen. Die photographische Kamera, die unabhängig vom Spektrometer fest aufgestellt ist, bildet das vom Prisma entworfene Spektrum auf der lichtempfindlichen Platte ab. Nach dieser Aufnahme wird das Prisma entfernt und es werden direkte Kollimatorspaltbilder bei verschiedenen bekannten Teilkreisstellungen des Kollimators aufgebracht. Die fertige Platte liefert unter einem Komparator die Ablenkungen der aufgenommenen Strahlen. Mittels einer einfachen Formel, in welcher nur die Ablenkungswinkel und der brechende Winkel des Prismas vorkommen, wird der Brechungsindex errechnet. Die Genauigkeit der gemessenen Brechungsindizes wird mit 2 bis 3 Einheiten der 5. Dezimale angegeben und ist für die Dispersionen noch besser.

Flügge.

Über eine verbesserte Anordnung für das Kugelphotometer.

(Improved arrangement for integrating photometer.)

Von B. P. Dudding und G. T. Winch. *Journ. Scient. Instr.* **5**. *S. 312—315. 1928.*

Durch einen Lummer-Brodhunschen Würfel hindurch wird ein Teil der Kugelfläche direkt anvisiert; die Vergleichslampe beleuchtet einen Schirm, auf den die beim Anstrich der Kugel benutzte Farbe aufgetragen ist. Es hat dies den Vorteil, die Selektivität der sonst üblichen Mattglas- bzw. Milchglasscheibe zu vermeiden; die Selektivität des Anstriches selber bewirkt einen Fehler nur durch die mehrfache Reflexion.

Die Anordnung, die die Gipsplatte des gewöhnlichen Lummer-Brodhunschen Photometers vermeidet, erlaubt, auch Lichtquellen sehr geringer Lichtstärke (0,5 Kerzen in einer 1 m Kugel) zu photometrieren. *Dziobek.*

Ein neuer Spektralkomparator zur Bestimmung von Radialgeschwindigkeiten.

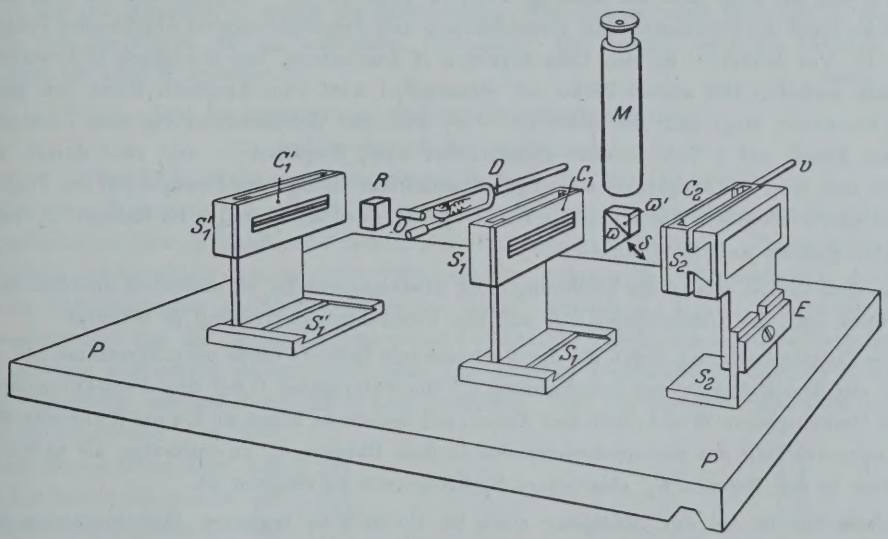
(Nouveau comparateur approprié a la mesure des spectrogrammes des vitesses radiales.)

Von M. Hamy. *Revue d'Optique.* **7**. *S. 333—249. 1928.*

Der Verfasser hat bereits früher einen Apparat angegeben, mit dem man unter Anwendung der Methode von Hartmann Sternspektrogramme unmittelbar mit einem Sonnenspektrogramm vergleichen kann. Der neue Apparat, der in der vorliegenden Arbeit in allen Einzelheiten beschrieben wird, stellt eine Erweiterung und Vervollkommnung des früheren dar. Die sorgfältig durchdachte sinnreiche Apparatur beweist, daß der Verfasser über große konstruktive Fähigkeiten verfügt, und rechtfertigt eine eingehendere Besprechung. Diese bedarf der Erläuterung durch die beigefügte Abbildung, die allerdings so schematisch gehalten ist, daß die Feinheiten und auch Einzelheiten der konstruktiven Anordnung nicht aus ihr ersichtlich werden.

Auf der Grundplatte P, die auf einem gußeisernen Bett (nicht gezeichnet) gut geführt verschoben werden kann, sind die zwei Spektrogrammhalter S_1 und S_2 zueinander parallel angeordnet. Das Fußstück des Halters S_1 gleitet in einer Schlittenführung, so daß S_1 zu Einstellzwecken in sich parallel verschoben werden kann. Das Fußstück des Halters S_2 ist unterteilt; das Unterteil ist auf der Grundplatte fest, das Oberteil, wie aus der Zeichnung ersichtlich, drehbar und wird mit

Hilfe des Klemmstückes E und einer Schraube festgestellt. Beide Spektrogrammhalter sind oben zur Aufnahme der Spektrogramme kastenartig ausgebildet und kehren sich Wände zu, die schmale horizontallaufende Ausschnitte enthalten, demnach eine Art Rahmen bilden. In diese Halter werden die Spektrogramme eingelegt und durch Federn mit der Schichtseite gegen den Rahmen gehalten, das des Sternes in dem Halter S_1, das der Sonne in dem Halter S_2. Dabei liegt das Spektrogramm rechts und links auf geführten gebogenen Daumen, die durch Schrauben bewegt werden können, auf. Diese Einrichtung gestattet es, sowohl das ganze Spektrogramm zu heben und zu senken als auch in seiner Dispersionsrichtung gegen die Längsachse des Rahmen zu neigen. Da das Oberteil des Halters S_2 außerdem in einer Schlittenführung gleitet, kann mit ihm das eingelegte Sonnenspektrogramm im Sinne der Dispersion mit Hilfe der Mikrometerschraube v verstellt werden. An den Rahmen sind horizontal und parallel laufende Drähte gespannt, die die Rahmenausschnitte in schmale Längsfenster unterteilen, und auf den Spektrogrammen bei Beleuchtung der letzteren durchscheinende Streifen abteilen. Drahtstärke und Drahtabstand sind so berechnet, daß die Rahmen sich wechselseitig ergänzen. Außerdem sind Einrichtungen (nicht gezeichnet) vorgesehen, die es gestatten, die Drähte parallel zur Bettführung einzustellen und die Symmetrieachsen der Spektren mit den Symmetrieachsen der entsprechenden Rahmen zur Koinzidenz zu bringen.



Die Spektrogramme werden von der Rückseite beleuchtet und werden, wie erwähnt, durch die Fenster in den Rahmen sichtbar; das eigentliche Sternspektrum durch das Mittelfenster des Rahmens C_1, während ein Längsstreifen, der das Sonnenspektrum in seiner ganzen Länge halbiert, durch den Mitteldraht des Rahmens C_2 abgeblendet wird. Die aus den Rahmen austretenden Lichtstrahlen fallen auf das doppelt reflektierende Prisma, das aus zwei total reflektierenden Prismen $\omega\omega'$ besteht, die miteinander verkittet sind. Eine der sich berührenden Prismenflächen ist halbversilbert. Durch diese Prismeneinrichtung wird bewirkt, daß das Licht aus beiden Rahmen in das Beobachtungsmikroskop M gelangt. Das Prisma ist so angeordnet, daß es einmal um die Achse des Mikroskops gedreht werden kann, das andere Mal um eine Achse δ, die, wie aus der Zeichnung ersichtlich wird, senkrecht auf der gegen Luft liegenden Kathetenfläche des Prismas ω steht. Stellt man nun mit den erwähnten Justiermitteln die Spektren ein, dann zeigt sich im Gesichtsfeld des Mikroskops folgendes:

Der mittlere, ein Bild des eigentlichen Sternspektrums darstellende Streifen wird von zwei symmetrischen das Sonnenspektrum darstellenden Bildstreifen eingerahmt, neben denen von ihrem Grund abgetrennte Stücke der Vergleichlinien, des Sonnenspektrums liegen. Die unmittelbar benachbarten und weiter von der Symmetrieachse entfernten Streifen enthalten Stücke der Vergleichslinien, die zum Spektrogramm des Sternes gehören. Die Messung der Verschiebung der Sternlinien gegen die Sonnenlinien geht dann so vor sich, daß man in beiden Spektren auftretende identische Linien in eine Linie bringt. Das erreicht man, indem man das Oberteil des Spektrogrammhalters S_2 durch Betätigung der Mikrometerschraube v verstellt. Danach verfährt man mit den Vergleichsspektren

ebenso und liest die Differenz an der Mikrometertrommel ab. Schwierigkeiten ergeben sich dadurch, daß die Verbreitung der Grenzen der Sternlinien, die eintritt, die Herstellung der Koinzidenzen unsicher gestaltet, was zu Fehlern Anlaß gibt.

Diese Fehlerquelle läßt sich zwar beseitigen dadurch, daß man das mittlere Fenster des Rahmens C_1 verengert, um die Breite des Spektrums entsprechend zu verringern. Man tauscht dabei aber einen neuen Mangel ein, nämlich den, daß die Einstellung unsicher und sehr erschwert wird.

Der Verfasser beseitigt diese Mängel, soweit sich beurteilen läßt gründlich, indem er folgende Anordnung trifft.

Auf der Grundplatte P wird ein dritter Spektrogrammhalter S_1' angebracht, der in seinen konstruktiven Einzelheiten genau so beschaffen ist, wie der für die Aufnahme des Sternspektrogramms vorgesehene oben beschriebene Halter S_1 und zu letzterem parallel gestellt wird. An dem Halter S_1' mit dem Rahmen C_1' wird das mittlere Fenster so schmal ausgebildet, daß die Verbreitung des Sternspektrums abgedeckt werden kann, wenn man letzteres in diesen Rahmen einlegt. Zwischen den beiden Haltern S_1 und S_1' ist die elektromagnetische Stimmgabel D angeordnet, die unter Zwischenschaltung zweier besonderer, verschiedenen Justierzwecken dienender Organe an einem Gestell befestigt ist, das mit dem Bett, auf dem die Platte P gleitet, starr verbunden ist. An dem Ende der einen Zinke trägt die Stimmgabel ein verzeichnungs- und vergrößerungsfrei abbildendes Projektionsobjektiv O. Vor letzterem ist das Umkehrprisma R angeordnet, das die durch O bewirkte Bildumkehrung aufhebt. Die andere Zinke der Stimmgabel wird zum Ausgleich durch ein passendes Gewicht beschwert. Regt man die Gabel an — sie wird mit Wechselstrom aus dem Lichtnetz, der zu diesem Zweck auf 8 Volt heruntertransformiert wird, betrieben — und zwar derart, daß sie senkrecht zum Sinn der Dispersion schwingt, so erhält man infolge der Bewegungen des Projektionsobjektivs eine verbreiterte Abbildung der vom Objektiv erfaßten Teile des im Rahmen C_1 liegenden Sternspektrogramms auf den Rahmen C_1'.

An dem Gestell, das in der Zeichnung nicht wiedergegeben ist, ist außerdem die oben erwähnte Prismenoptik $\omega\omega'$, das Umkehrprisma R und das Beobachtungsmikroskop M befestigt.

Die Zusatzeinrichtung, durch die der Verfasser sein früheres Gerät vervollkommnet hat, besteht demnach aus dem Halter S_1' mit dem Rahmen C_1', der Stimmgabel D mit dem Projektionsobjektiv O und dem Umkehrprisma R und dient dem Zweck, auf optischem Wege ein für die praktische Messung besser geeignetes Bild des Sternspektrogramms in dem Rahmen C_1' zu entwerfen, als es von einem unmittelbar in den Rahmen C_1' eingelegten Spektrogramm zu erhalten ist.

Wesentlich ist bei der Abbildung eines im Rahmen C_1 liegenden Spektrogramms auf den Rahmen C_1', daß die Symmetrielängsachsen beider Rahmen zusammenfallen.

Im Beobachtungsmikroskop entsteht ein Bild, das folgende Merkmale aufweist:

Der durch das Mittelfenster im Rahmen C_1' ausgeblendete mittlere Teil des eigentlichen Sternspektrums erscheint als mittlerer Streifen im Gesichtsfeld, und zwar breiter als vom Mittelfenster des Rahmens C_1 unmittelbar entworfen. Die Streifenbreite, die von der Amplitude der Stimmgabelzinken, die das Projektionsobjektiv mitmacht, abhängt, ist in ausreichendem Maße regelbar. Die Vergleichslinien des Sternspektrogramms erscheinen wie früher in den anderen Fenstern des Rahmen C_1. Der Beobachter bekommt hierbei genau denselben Eindruck, als wenn das Spektrogramm des Sternes in den Rahmen C_1 eingelegt wäre.

Da die Grundplatte mit den Spektrogrammhaltern gegenüber dem Gestell, das die optischen im Gesichtsfeld des Mikroskops bildentwerfenden Organe trägt, verschoben werden kann — hierfür ist Spindeltrieb vorgesehen —, so kann man die zu untersuchenden Spektren über ihren Gesamtbereich in das Gesichtsfeld bringen.

In aller Ausführlichkeit behandelt der Verfasser die einzelnen Bestandteile der Apparatur und die Bedingungen, die sie erfüllen müssen. Dabei bleiben Kunstgriffe bei der Anfertigung und Justierung, die sicherlich häufig reichlich Überlegung und zeitraubende Versuche erforderten, nicht unerwähnt. Die sorgfältige, um nicht zu sagen erschöpfende Diskussion der Methodik der Messungen mit dem Gerät stellt eine Anleitung zur Benutzung der Apparatur dar, wie sie besser nicht gedacht werden kann. *W. Keil.*

Die Messung hoher Gleichspannungen und Anwendungen für die Eichung von Elektroskopen und elektrostatischen Voltmetern.

(The Measurement of High D. C. Potential Differences with Applications to the Calibration of Electroscopes and Electrostatic Voltmeters.)

Von Wm. Bender. *Journ. Opt. Soc.* **17**. *S. 72—76. 1928.*

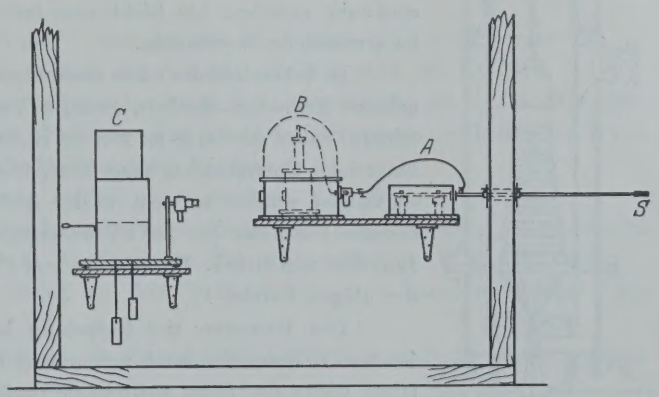
Für die Messung hoher Gleichspannungen, etwa von 600 V an, also oberhalb des Verwendungsbereichs der elektromagnetischen Voltmeter, hat Verf. die im folgenden beschriebene Methode entwickelt, die speziell zur Kalibrierung elektrostatischer Voltmeter geeignet erscheint. — Die zu messende hohe Spannung wird an die äußeren Belegungen einer Anzahl hintereinander geschalteter Kondensatoren angelegt, auf welche sich die Spannung, den (bekannten) Kapazitäten gemäß verteilt. Einer der Kondensatoren wird dann über ein ballistisches Galvanometer, das eigentliche Meßinstrument entladen. Die Anordnung ist also ein kapazitiver Spannungsteiler. Für die zur Messung einer bestimmten Spannung zu wählende Anzahl und Kapazitäten der Kondensatoren ist maßgebend die Güte der Isolation der Kondensatoren und des ballistischen Galvanometers und dessen ballistische Konstante. Die (elementaren) Rechnungen sind in der Arbeit ausgeführt. Unter Zugrundelegung einer Genauigkeit von 0,5 % für die ballistische Konstante, 0,5 % für die Galvanometerausschläge und 0,25 % für die Kapazitäten ergibt die beschriebene Meßmethode eine Genauigkeit von 1 % unabhängig von der Größe der zu messenden Spannung. Als Beispiel wird die Eichung eines Elektroskopes für 1500 V beschrieben. *Sewig.*

Ein neuzeitliches Registrierelektrometer.

(A modern photographic electrograph.)

Von R. E. Watson. *Journ. Scient. Instr.* **5**. *S. 145—152. 1928.*

Die meisten Störungen, die an ganz oder teilweise im Freien aufgestellten, zur Registrierung des atmosphärischen Potentialgradienten bestimmten Elektrometern auftreten, liegen in der Unvollkommenheit der Isolierung bzw. an deren Verschlechterung durch die Luftfeuchtigkeit. An dieser Stelle haben Verbesserungen an Elektrometern vor allem einzusetzen. Das in dem vorliegenden Artikel beschriebene, von der *Cambridge Instrument Co. Ltd.* für das Royal-Alfred-Laboratorium in Mauritius gebaute Instrument unterscheidet sich von anderen Registrierelektrometern wesentlich durch die Gestaltung der Durchführungen und Isolatoren. Sein prinzipieller Aufbau ist aus der Abbildung zu entnehmen. Der Kollektor, durch dessen Höhe über dem Erdboden der Betrag der gemessenen Potentialdifferenzen gegeben ist, trägt an seinem Ende bei *S* eine auf einen schraubenförmigen Leiter aufgebrachte, dünne Schicht von Radiumbromid, welche mit einer Lackschicht überzogen ist und bei Nichtgebrauch der Apparatur durch eine übergeschobene Glasröhre vor dem Verderben geschützt wird. Der Leiter ist etwa $1^1/_2$ Meter lang und steht mit der Wand des Beobachtungshauses in keiner Verbindung. Er wird gehalten und isoliert durch das Isolierstativ *A*, welches aus zwei Schwefelsäulen besteht. Die Montage der Schwefelsäulen ist so getroffen, daß dieselben nur auf einer kleinen spaltförmigen Fläche mit der Luft in Berührung stehen und somit weitgehend vor deren die Isolation herabsetzenden Einflüssen geschützt sind. Außerdem brennt im Innern des die Schwefelsäulen umgebenden Kastens eine kleine Glühlampe, die für eine warme und trockene Atmosphäre in demselben sorgt. — Das Registrierelektrometer *B*, *C* (der Dolezalek-Type) ist von der üblichen Ausführung, nur ist der Torsionskopf nicht mit Ebonit, sondern mit Bernstein isoliert. Die Kapazität ist gering, schnelle Potentialschwankungen werden noch gut registriert, wie an einigen Aufnahmen gezeigt wird. Die Empfindlichkeit ist in weiten Grenzen veränderbar. *Sewig.*

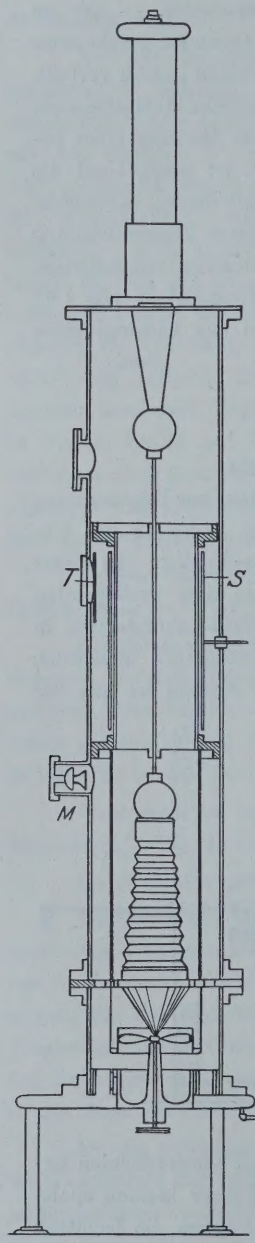


Experimentelle Untersuchungen über das Corona-Voltmeter.

(An Experimental Study of the Corona Voltmeter.) Bur. of Stand. Journ. of Research. **1.** *S. 589 — 634. 1928.*

Von H. B. Brooks und F. M. Defandorf.

Das Corona-Voltmeter ist eine Anordnung zur Messung hoher Gleichspannungen oder der Amplitudenwerte hoher Wechselspannungen, bei welcher der Beginn des Einsetzens der selbständigen, leuchtenden Entladung als Einstellkriterium benutzt wird. Gegenüber anderen Hochspannungs-Scheitelwert-Instrumenten (Funkenstrecke) hat das Corona-Voltmeter u. a. den Vorteil weitgehend reproduzierbarer Angaben, Definition und Konstanz der Entladungsbedingungen vorausgesetzt. Das von H. J. Ryan vorgeschlagene, später von Whitehead u. a. benutzte Instrument besteht aus zwei koaxialen Zylindern bzw. einer im Innern eines geerdeten Metallzylinders von passenden Abmessungen angeordneten stabförmigen Elektrode, an welche die gegen Erde zu messende Hochspannung angelegt wird. Ein solches System ist einer Berechnung des elektrostatischen Potentialgradienten auf elemetarer Grundlage zugänglich. Für das Einsetzen der „Corona-Entladung" bei einem derartigen System ist früher eine empirische Beziehung:



$$g = A\delta + B\sqrt{\frac{\delta}{r}} \qquad 1)$$

mit

$$g = \frac{V_e}{r \cdot ln\,(R/r)} \qquad 2)$$

und

$$\delta = \frac{3{,}921 \cdot P}{T} = \frac{3{,}921 \cdot P}{273{,}1 + t} \qquad 3)$$

hergeleitet worden, worin g den auf Grund der Potentialtheorie berechneten, bei Abwesenheit von Kontaktspannungen und Raumladung an der Oberfläche der inneren Elektrode herrschenden Gradienten, P und T Druck und Temperatur in der Entladungszone, R und r bzw. die Radien der äußeren und inneren Elektrode und V_e die der gerade einsetzenden Entladung zukommende Spitzenspannung zwischen den Elektroden bedeutet. A und B sind durch Eichung zu ermittelnde Konstanten.

In Anbetracht der schon erwähnten Vorteile des Corona-Voltmeters (weitgehende Reproduzierbarkeit, geringer Verbrauch, Unabhängigkeit von Fremdfeldern) haben die Verff. im *Bureau of Standards* die sehr sorgfältige und umfangreiche Untersuchung ausgeführt, über die hier berichtet wird. Die Untersuchungen wurden an dem in der Abbildung schematisch wiedergegebenen Corona-Voltmeter für 140 kV ausgeführt und erstreckten sich u. a. auf die Einflüsse von Druck, Temperatur und Feuchtigkeit und auf die Verifizierung der obigen Formel 1).

Das Einsetzen der Entladung kann auf dreierlei Weise festgestellt werden: a) durch die damit verbundene Leuchterscheinung, bequemer: b) akustisch durch das dabei auftretende Geräusch und: c) durch die bei Beginn der Entladung zunehmende Ionisation. Alle drei Größen stellen sich als vorher nahezu Null oder konstant, bei Einsetzen der Entladung sprungweise steigend dar. Das optische Kriterium wird durch Beobachtung der ganzen Länge der Zentralelektrode mittels Spiegel im verdunkelten Raum gewonnen. Das Entladungsgeräusch wird durch ein bei M angebrachtes Kondensator-Mikrophon aufgefangen, verstärkt und hörbar gemacht. Für die Messung des Verlaufs der Ionisierung ist die geerdete Außenelektrode perforiert (was allerdings die Berechnung des statischen Feldes kompliziert) und von einem weiteren koaxialen Zylinder umgeben (S in der Figur); zwischen beide wird eine Spannung von 100 V und ein empfindliches Galvanometer gelegt. Infolge von Spuren radioaktiver Substanzen oder auch durchdringender Strahlung ist stets ein gewisser Reststrom vor-

handen, der bei den Beobachtungen wegkompensiert wird. Eine Sonderuntersuchung hat gezeigt, daß die drei Kriteria innerhalb der Meßgenauigkeit übereinstimmende Angaben liefern. Zur Temperaturmessung dienen Thermoelemente, die die Temperaturdifferenzen gegen das an einer Stelle des Mantels (bei T) angebrachte Quecksilber-Normalthermometer messen. Ferner ist ein Kondensationshygrometer mit zwei polierten, chromierten, halbkreisförmigen Metallflächen eingebaut, welches über einen ziemlich weiten Druckbereich zuverlässige Taupunktsmessungen erlaubt.

Unter Anwendung der visuellen Beobachtung der Corona und einer stroboskopischen Scheibe wurde festgestellt, daß sich bei beiden Halbwellen der 60-periodigen Wechselspannung gleiche Werte ergeben.

Den Vorteilen des Corona-Voltmeters vor der Kugelfunkenstrecke stehen gewisse Nachteile gegenüber, hauptsächlich die umständlichere Handhabung und die vielen Veränderlichen (Druck, Temperatur, Feuchtigkeit, Dimensionen). Die Verff. glauben jedoch mit Hilfe zahlreicher Verbesserungen, und Vereinfachungen, die im Schlußkapitel angegeben werden, ein Instrument bauen zu können das auch für die Bedürfnisse der Praxis geeignet ist. *Sewig.*

Über eine Neukonstruktion der linearen Thermosäule.

Von H. Keefer. *Physikal. Zeitschr.* **29.** *S. 681—683. 1928.*

Zwei dünne Bändchen aus Konstantan und Kupfer bzw. Konstantan und Eisen werden in entgegengesetztem Sinne mit gleicher Ganghöhe auf ein Vierkantstäbchen aufgewickelt und an den beiden Reihen der Kreuzungsstellen verlötet. Die beiden Lötstellenreihen werden dann in der Mitte auseinandergeschnitten, so daß man zwei genau gleiche lineare Thermosäulen erhält. Die Säulen werden auf einem schmalen Streifen Vulkanfiber montiert. Verf. empfiehlt die (für Strahlungsmessungen gedachten) in dieser Weise hergestellten Thermosäulen wegen ihrer leichten Herstellbarkeit. Über die Empfindlichkeiten, die er damit erreicht hat, fehlen leider Angaben.

Sewig.

Zuschrift.

Zu meinen früheren Veröffentlichungen in dieser Zeitschrift gebe ich folgende Berichtigungen und Nachträge.

Zu „Die gestreckte Bandfederwaage", *diese Zeitschr.* **45.** *S. 573—576. 1925:*

S. 574, Abb. 1, Erklärung, Zeile 2, statt 56^0 lies 560^0; Zeile 3, statt Sin lies Dyn.

Zu „Theorie absoluter Vorlesungs-Elektrodynamometer" *diese Zeitschr.* **43.** *S. 351—357. 1923:*

S. 354, Ziffer 3, letzte Zeile des Abschnitts: Ein passendes Halbgramm enthalten die Westphal-Mohrschen Waagen mit 5 cc-Senkkörper nach Reimann.

S. 356, Ziffer 4, vorletzter Absatz: A-Wert zur bequemeren Berechnung: 16,67 cm.

S. 357, Fußnote 1. Die vermißte Literaturstelle dürfte sein: G. M. Minchin, *Electrician* **35.** *S. 663 u. 706. 1895;* nach Auerbach in Winkelmanns Hdb. d. Physik 2. A. V. S. 426. 1908.

Zu „Die Erstausschlagsbeobachtung an den Elektrometern von Braun und Haga", *diese Zeitschr.* **43.** *S. 274—278. 1923.*

S. 276, Zeile 12 ist $= \vartheta$ zu streichen, da ϑ später das verkürzt wiederkehrende Θ bedeutet.

Zeile 12 von unten: statt Θ'' lies ϑ''.

In der Entwicklung S. 277 ist Θ^2 wiederholt gegen Θ vernachlässigt. Diese Vernachlässigung läßt sich umgehen, wobei δ' und δ'' gegen 8) abnehmen. Man beginnt mit einer beliebigen Voraussahme von δ' und berechnet aus ihr, unter Verwendung der von der Faustregel gelieferten Winkelgrößen, nach S. 276 Mitte

$$z\,bT = \delta'(1 + \Theta' c_2/c_1), \text{ wo } \Theta' = \Theta(1+\eta) \text{ und } \eta = 2\Theta c_2/c_1, \text{ wie S. 277 Mitte.}$$

Man hat nun definitionsgemäß

$$\vartheta' = (\Theta + \Theta')(1 - \delta') - \Theta = \Theta(2+\eta)(1-\delta')$$

und wenn der ϑ' zugeordnete Ausschlag nach der Seite von Θ ohne Dämpfung Θ'' genannt wird

$$\vartheta' = \Theta''(1 + \eta\,\Theta''/\Theta);$$

die Gleichsetzung mit dem vorigen Ausdruck für ϑ' liefert

$$2\eta\,\Theta''/\Theta = -1 + \sqrt{1 + 4\eta\,(1 + \eta - 2\delta' - \eta\delta')},$$

eine nachher benötigte Größe. Ferner ist

$$\vartheta' + \vartheta = (\Theta + \vartheta')\,(1 - \delta);$$

durch Einsetzen von ϑ', erster Ausdruck, folgt

$$\vartheta = \Theta\,\{1 - \delta\,(2 + \eta)\,(1 - \delta')\}.$$

Hiermit wird die Abkürzung (S. 277 Zeile 6)

$$\sqrt{\frac{w}{z}} = \frac{\Theta'\,(1 - \delta)}{\vartheta}$$

berechnet, und nun folgt aus Zeile 5 ebenda ohne Vernachlässigung

$$\delta''\,(1 + 2\vartheta\,c_2/c_1) = 1 + \vartheta\,c_2/c_1 - \sqrt{(1 + 2\vartheta\,c_2/c_1)\,(1 - 2wbT) + \vartheta^2 c_2^2/c_1^2}.$$

Die Richtigkeit des angenommenen Wertes von δ' ist ohne Vernachlässigung folgendermaßen nachzuprüfen. Man bildet

$$1 - \delta = \frac{\vartheta + \vartheta'}{\Theta + \vartheta'} = \frac{(\Theta'' + \vartheta')\,(1 + \delta'')}{\Theta\,(2 + \eta)\,(1 + \delta')} = \frac{1 - \delta''}{1 - \delta'} \cdot \frac{1 + \eta - 2\,\delta' - \eta\,\delta'}{2 + \eta} \left(1 + \frac{1}{1 + \eta\,\Theta''/\Theta}\right).$$

Man wiederholt mit veränderten Annahmen, bis diese Gleichung erfüllt ist; dann berechnet man $\Theta = \dfrac{\omega - v}{(2 + \eta)\,(1 - \delta')}$ und verändert δ' abermals bis zur Erfüllung.

Die Aufhebung der Asymmetrie durch die Dämpfung erfolgt, wenn $\vartheta' \gtrless \Theta$, also $1 + \eta - 2\,\delta' - \eta\,\delta' \leqq 1$, woraus folgt

$$\delta' \geqq \frac{\eta}{2 + \eta}. \quad \text{Beispiel } \eta = 0{,}1;\ \delta' > 0{,}05.$$

Die Aufhebung der Asymmetrie, verglichen mit einer gedämpften symmetrischen Schwingung, erfolgt, wenn

$$\frac{\vartheta' \text{ für } \eta = 0}{\Theta} \leqq 1 - \delta \text{ oder } \frac{\Theta + \vartheta' \text{ für } \eta = 0}{\Theta} \leqq 2 - \delta,$$

also

$$(2 + \eta)\,(1 - \delta') \leqq 2 - \delta,$$

woraus folgt

$$\delta' \geqq \frac{\delta + \eta}{2 + \eta}.$$

Bei der Ruhelage $\varphi = 32^0$ und $\delta = 0{,}23$; $\eta = 0{,}1$ ergibt dies $\delta' \geqq 0{,}15$.

Das Ergebnis stimmt mit der Rechenweise von P. Schulze gerade überein, wenn

$$\frac{\Theta + \vartheta'}{\Theta} = (2 - \delta) \cdot \frac{1 + \eta/2}{1 - \eta/2},$$

also

$$(2 + \eta)\,(1 - \delta') = (2 - \delta)\,\frac{1 + \eta/2}{1 - \eta/2},$$

woraus folgt

$$\delta' = \frac{\delta - \eta + 2\,\eta\,\delta}{2 + \eta}; \text{ im Beispiel } 0{,}09.$$

Hieraus geht hervor, daß das Zahlbeispiel bei genauer Rechnung noch eine Verbesserung im Schulzeschen Sinne liefert, was mittels Durchführung der genauen Rechnung bestätigt wurde. Die Näherungsrechnung mit Zahlbeispiel S. 277—278 muß zurückgezogen werden. Da aber die Beobachtung am Braunschen Elektrometer Verbesserung im Gegensinn erfordert, so ist zu schließen, daß die obigen Formeln die Erscheinung der Umkehrung der Asymmetrie durch stärkere Dämpfung nur qualitativ richtig, quantitativ jedoch gegen die Wirklichkeit abgeschwächt darstellen und eine voll quantitative Rechnung noch aussteht. *H. Hermann-Tübingen.*

Nachdruck verboten.

Verantwortlich für die Redaktion: Oberregierungsrat Professor Dr. F. Göpel in Charlottenburg.
Verlag von Julius Springer in Berlin W. — Druck von Oscar Brandstetter in Leipzig.

Zeitschrift für Instrumentenkunde.

Kuratorium:

Prof. Dr. **E. Kohlschütter** in Potsdam, Vorsitzender, Prof. Dr. **R. Straubel** in Jena,
Prof. Dr. **F. Weidert** in Berlin-Zehlendorf, geschäftsführendes Mitglied.

Schriftleitung: Oberregierungsrat Prof. Dr. **F. Göpel** in Charlottenburg-Berlin.

XLIX. Jahrgang. **Juni 1929.** Sechstes Heft.

Die Tätigkeit der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt im Jahre 1928.

(Schluß von S. 237.)

Abteilung III.

121. Abänderung der gesetzlichen Temperaturskala.

Seit dem 1. Juli 1928 gilt in Deutschland diejenige Temperaturskala, welche in Übereinstimmung mit den Vereinbarungen zwischen dem Bureau of Standards, dem National Physical Laboratory und der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt am 4. Oktober 1927 von der Conférence Générale in Paris angenommen wurde. In dem Bereich von 0 bis 630° bestehen zwischen dieser Skala und der bisher gültigen keine Unterschiede. Zwischen 0 und — 160° betragen sie an keiner Stelle mehr als 0,015°; zwischen 630 und 1100° im Höchstfalle 0,13°. Im Gebiet der Strahlungspyrometrie ergeben sich bei 3000° um etwa 5° geringere Temperaturen als nach der alten Skala. Infolge dieser kleinen Unterschiede, die entweder hart an der Grenze der Meßgenauigkeit liegen oder darunter bleiben, wird keine Störung bei dem Übergang zu der neuen Skala verursacht.

Dieselbe Skala ist inzwischen auch im Bureau of Standards und im National Physical Laboratory eingeführt worden. Bestimmungen mit Gesetzeskraft liegen über die Temperaturskala in den Vereinigten Staaten von Amerika und in England nicht vor.

122. Internationaler Austausch von Temperaturmeßgeräten[1]).

Die im Jahre 1926 in der Reichsanstalt, dem Bureau of Standards und dem National Physical Laboratory durchgeführte Eichung zweier Thermoelemente ergab nicht die erwünschte Übereinstimmung; es zeigten sich zwischen 630 und 1063° noch Unterschiede im Betrage bis zu etwa 1° in den verschiedenen Staatslaboratorien. Nunmehr sollen auf Vorschlag des Bureau of Standards in jedem der drei Laboratorien zwei Thermoelemente nach möglichst übereinstimmenden Methoden geeicht und dann zur Nachprüfung den beiden anderen Laboratorien übersandt werden. Die Thermoelemente der Reichsanstalt sind bereits dem Bureau of Standards ausgehändigt. Auf Grund ausgedehnter Beobachtungsreihen wird die Genauigkeit für die Eichung dieser Thermoelemente am Antimon- und Silberschmelzpunkt auf $\pm$ 0,2°, am Goldschmelzpunkt auf $\pm$ 0,4° geschätzt.

Auf Anregung des National Physical Laboratory sollen in derselben Weise auch Platinwiderstandsthermometer ausgetauscht werden. Die hierfür bestimmten Instrumente der Reichsanstalt sind fertiggestellt und geeicht. Bei dieser Gelegenheit hat sich ergeben, daß es für Messungen hoher Genauigkeit nicht zweckmäßig ist, dasselbe Platinthermometer, entsprechend den internationalen Abmachungen, für den ganzen Bereich von + 650 bis — 183° zu verwenden, da die Instrumente systematische Eispunktsänderungen von etwa 0,01° erleiden, wenn sie zwecks Eichung für das Gebiet unterhalb 0° abwechselnd auf die extremen Temperaturen gebracht werden.

Auch der internationale Austausch von optischen Pyrometern für das Gebiet hoher Temperaturen ist von den drei nationalen Instituten in Angriff genommen.

Bereits im Jahre 1925 fand ein Vergleich der optischen Temperaturskalen zwischen der Reichsanstalt und der General Electric Comp. in Cleveland statt. Hierbei wurde eine be-

[1]) Henning, Hoffmann, Heuse, Tingwaldt.

friedigende Übereinstimmung bis etwa 1800° C festgestellt, während sich darüber hinaus Unterschiede bis etwa 30° bei 2500° C ergaben. Auf Anregung der General Electric sind diese Vergleichsmessungen von neuem aufgenommen. Zu diesem Zweck übersandte das amerikanische Werk vier Wolframbandlampen und einen rotierenden Sektor mit sechs symmetrisch angeordneten Öffnungswinkeln von je 1°. Diese Winkel wurden in verschiedenen Abständen von der Achse mikrometrisch ausgemessen. Dabei wurden für die Gesamtdurchlässigkeit D des Sektors in dem Radialabstand R von der Achse folgende Werte gefunden:

R cm	D
11,3	0,01678
14,8	0,01652
15,5	0,01649
16,3	0,01646

Die Genauigkeit der Einzelmessung beträgt etwa 10 Bogensekunden, d. h. die Gesamtdurchlässigkeit des Sektors ist auf etwa $^1/_{200}$ bestimmt. Bei einem mit größerer Präzision hergestellten Sektor würde sich die Meßgenauigkeit so weit erhöhen lassen, daß auch noch mit einer Sektordurchlässigkeit von etwa $^1/_{360}$ eine zuverlässige Messung hoher Temperaturen möglich erscheint. — Die Eichung der vier Wolframbandlampen ist in Angriff genommen.

123. Der Tripelpunkt des Wassers als Fixpunkt der Temperaturskala[1]).

Als Nullpunkt der gesetzlichen Temperaturskala gilt der normale Eisschmelzpunkt, d. i. die Gleichgewichtstemperatur zwischen Eis und luftgesättigtem Schmelzwasser bei dem Druck einer normalen Atmosphäre (vgl. *Reichsministerialblatt Nr. 17, 1928*). Die Genauigkeit, mit welcher dieser Fixpunkt hergestellt werden kann, ist hauptsächlich begrenzt durch die nur unvollständig zu erreichende und nicht leicht kontrollierbare Luftsättigung des Schmelzwassers und durch die wechselnde Zusammensetzung der Luft. Erfahrungsgemäß treten bei dem bisher üblichen Verfahren Temperaturschwankungen von einigen tausentel Graden ein.

Michels und Coeterier haben gezeigt, daß mit dem Tripelpunkt des Wassers, welcher nur 0,01° über dem normalen Eisschmelzpunkt liegt, eine höhere Temperaturkonstanz erreicht werden kann, indem sie nur Temperaturschwankungen von einigen zehntausentel Graden bei diesem Punkt fanden (*Proc. Amsterdam* ***30.*** *S. 1017. 1927*). Es gelang, die Konstanz noch weiter zu treiben und mit Hilfe einer verfeinerten Temperaturmeßanordnung eine Temperaturkonstanz des Tripelpunktes des Wassers von $\pm 0{,}5 \cdot 10^{-4}$° nachzuweisen. Mit dieser Genauigkeit konnte die Temperatur des Tripelpunktes in einem etwa 10 cm³ fassenden Raume immer wieder hergestellt werden.

Es wurde ferner die Schmelzpunktserniedrigung des mit luftfreiem Schmelzwasser in Berührung befindlichen Eises bei einer Druckzunahme von 0 auf 1 normale Atmosphäre zu 0,00748° $\pm$ 0,00005° experimentell bestimmt. Die Temperatur des Tripelpunktes von Wasser ergab sich aus diesem Werte nach Berücksichtigung der Gefrierpunktserniedrigung, die infolge des mit Luft gesättigten Schmelzwassers beim normalen Eisschmelzpunkt vorhanden ist, zu $+$ 0,0098°.

Auf Grund dieser Versuche erhebt sich die Forderung, den normalen Eisschmelzpunkt schärfer zu definieren als bisher, etwa dadurch, daß man den mit 0° zu bezeichnenden Fixpunkt um 0,01° unterhalb des Tripelpunktes ansetzt.

Die Arbeit ist veröffentlicht (Anh., Nr. 93).

124. Zustandsgleichung der Gase[2]).

Für die beabsichtigten Untersuchungen über die Zustandsgleichung einiger Gase bei Temperaturen oberhalb 400° wurden aus einem geeignet erscheinenden Sonderstahl mehrere Druckgefäße hergestellt. Da es jedoch noch nicht gelungen ist, die an den Schweißstellen auftretenden Undichten zu beseitigen, konnten die eigentlichen Isothermenmessungen noch nicht in Angriff genommen werden.

125. Neigung der Isothermen von Gasen bei kleinen Drucken[3]).

In der im vorigen Tätigkeitsbericht beschriebenen Versuchsanordnung wurden die Glasspitzen durch Platinspitzen ersetzt, da elektrische Aufladungen auf der Oberfläche der Spitzen beim Naher-

[1]) Moser.
[2]) Otto. [3]) Heuse, Otto.

es Quecksilbermeniskus eine Deformierung der Quecksilberoberfläche verursachten und eine ein-wandfreie Druckmessung unmöglich machten. Die Entfernung der Spitzen des Manometerrohres von der untersten im Gasraum befindlichen Spitze betrugen entsprechend den gemessenen Drucken ungefähr 299, 448, 597 und 898 mm. Als notwendig erwies es sich ferner, bei jeder einzelnen Messung die Höhe des Quecksilbermeniskus an der untersten Spitze festzustellen, da es nicht möglich war, immer dieselbe Meniskushöhe einzustellen. Bei Nichtberücksichtigung dieser wichtigen Korrektion können sich bei dem gewählten Rohrdurchmesser von 15 mm Fehler bis zu 20 mm³ einschleichen. Die Gasvolumina änderten sich von ungefähr 130 cm³ bei dem niedrigsten bis zu ungefähr 43 cm³ bei dem höchsten Druck.

Die Messungen ergaben, daß die Isothermen in dem beobachteten Druckbereich streng geradlinig verlaufen, und zwar stimmt die beobachtete Neigung innerhalb der Fehlergrenzen gut mit den Neigungen überein, die sich aus den letzten im vorigen Tätigkeitsbericht (S. 40) von Otto mitgeteilten Isothermenmessungen bei höheren Drucken ergeben. Die erzielten Mittelwerte für $\zeta_0 \cdot 10^5 = \frac{1}{pv}\left(\frac{d(pv)}{dp}\right)_{t=0^\circ} \cdot 10^5$ sind folgende:

Beobachter	He	H_2	Ne	N_2	Ar	O_2
Heuse und Otto	68	79	64	— 55	— 125	— 116
Otto (hohe Drucke)	69	82	64	— 62	— 129	— 130

126. Ausdehnungs- und Spannungskoeffizienten der Gase[1]).

Durch Einschalten eines schon früher benutzten Gasthermometergefäßes von ungefähr 300 cm³ Inhalt zwischen das veränderliche Gefäß und das Manometer der soeben genannten Versuchsanordnung, war es bei einer Anordnung der Platinspitzen im Abstandsverhältnis von 1,367 zur untersten Spitze möglich, in verschiedenen Druckbereichen die Ausdehnungs- und Spannungskoeffizienten zu messen. Die Versuche sind noch im Gange.

127. Temperaturmessung zwischen −210 u. −253°[2]).

Es wurde festgestellt, daß bei den bisherigen Beobachtungen (vgl. Tätigkeitsbericht 1927, S. 41) die erstrebte Meßgenauigkeit von 0,01 bis 0,02° wesentlich deshalb nicht erreicht werden konnte, weil längs der Zuleitungsdrähte der Widerstandsthermometer eine nicht unerhebliche Wärmeströmung stattfand. Deshalb hat die Anordnung noch einmal umgeändert werden müssen. Die endgültigen Messungen sind in Angriff genommen.

Um den mehrfach geäußerten Wünschen nach einer einfachen Methode zur Temperaturmessung im Gebiet zwischen dem flüssigen Stickstoff und dem flüssigen Wasserstoff zu entsprechen, wurde nach den bisher vorliegenden vorläufigen Beobachtungsergebnissen folgendes rein empirische Verfahren vorgeschlagen, das eine Genauigkeit von 0,1° gewährleisten dürfte. Man bestimmt für ein beliebiges Platinwiderstandsthermometer das Widerstandsverhältnis $w = R_t/R_0$ bei zwei bekannten Temperaturen, etwa den normalen Siedepunkten von Wasserstoff ($T = 20{,}42^\circ$) und Sauerstoff ($T = 90{,}23^\circ$). Dann entnimmt man für dieselben Temperaturen aus einer von Kamerlingh Onnes und Tuyn *(Leiden Comm. Suppl. 58. 1926)* aufgestellten Tabelle, die für das Thermometer 23′ geltenden Widerstandsverhältnisse w' und berechnet die Konstanten A und B aus der Beziehung

$$w' - w = (273 - T)\left[A - \frac{B}{T + 10}\right].$$

Diese Formel, welche zwischen 20° und 90° abs. gültig ist, gestattet dann, aus dem für eine gegebene Temperatur T bekannten Widerstandsverhältnis w' auch das Widerstandsverhältnis w für dieselbe Temperatur abzuleiten.

128. Widerstandsthermometer bis 1100°[2]).

Die Versuche sind mit 2 Thermometern K_1 und K_2 durchgeführt, deren Platindrähte Durchmesser von 0,5 mm besitzen. Durch Heizung bis auf die Temperatur des Goldschmelzpunktes wurden die Eispunkte der Thermometer im allgemeinen um weniger als 0,01° geändert. Die quadratische Beziehung zwischen dem Widerstand R und der Temperatur t des Platindrahtes

$$\frac{R_t}{R_0} = 1 + \alpha \cdot t - \frac{\alpha \cdot \delta}{100} \cdot t \cdot \left(\frac{t}{100} - 1\right)$$

[1] Heuse, Otto.

[2]) Henning und Sewig.

erwies sich als fast vollkommen gültig bis zum Goldschmelzpunkt, wenn in der üblichen Weise d Konstanten R_0, α und δ durch den Eispunkt, den Wassersiedepunkt und den Schwefelsiedepunk bestimmt wurden.

Die folgende Tabelle enthält die Temperaturen $t_{ber.}$, die hiernach aus vorläufigen Messunge mit den beiden Thermometern für einige bekannte Fixpunkte ermittelt wurden.

Fixpunkte	$t_{ber.}$	
	K_1	K_2
Zink (419,45)	419,5	419,4
Antimon (630,5)	630,5	630,4
Silber 960,5	960,5	959,8
Gold 1063	1062,8	1061,9

Den verbleibenden geringen Unterschieden zwischen der berechneten und der wahren Tem peratur kann leicht durch ein Korrektionsglied Rechnung getragen werden, das etwa die vier Potenz der Temperatur als Faktor enthält.

129. Gasthermometrische Messungen zwischen 500 u. 1100°[1]. In dem Gebiet zwischen dem Siedepunkt des Schwefels (444,6°) und dem Schmelzpunkt d Goldes (1063°) sind bisher die gasthermometrischen Messungen, die die Grundlage für die Temp raturskala bilden, mit verhältnismäßig geringer Genauigkeit durchgeführt, weil in diesem Bereic bisher stets Luftbäder als Thermostaten verwendet wurden. Zur Erzielung höherer Genauigke ist geplant, die Vergleichsmessungen zwischen einem Gasthermometer und Platinwiderstand thermometern in einem Flüssigkeitsthermostaten vorzunehmen. Die umfangreiche Apparatur i fertiggestellt. Es ist beabsichtigt, ein Bad aus geschmolzenem Bariumsulfat zu verwenden.

130. Sicherung der optischen Temperaturskala[2]. Die optische Temperaturskala wird für den praktischen Gebrauch durch Pyrometerlampe und Wolframbandlampen dargestellt, die zuvor mit der Strahlung eines schwarzen Körpers ver glichen sind. Mit den wachsenden Ansprüchen an Genauigkeit, wie sie z. B. bei der internationale Vergleichung gefordert werden, hat es sich als notwendig erwiesen, die Gebrauchsnormale häufi anzuschließen und hierfür ein Verfahren zu wählen, das der fundamentalen Definition der Skal möglichst unmittelbar entspricht. Zu dem Zweck wurde nach dem zuerst von Hoffmann un Meißner im Jahre 1912 erprobten Verfahren ein kleiner Hohlkörper aus Marquardtscher Masse i flüssiges Gold eingeführt und die von dem Hohlkörper ausgesandte Strahlung bei der Erstarrun des Goldes als Ausgangspunkt für die Berechnung der Temperaturen angenommen.

Bei zwei verschiedenen Goldproben von je etwa 0,5 kg ergab sich ein Temperaturunterschie von 0,8°. Das Mittel aus diesen beiden Messungsreihen wurde um 1,0° tiefer gefunden, als es nac der bisher zugrunde gelegten Strahlung eines elektrisch geheizten schwarzen Körpers zu erwarte stand, während sich die Strahlung eines schmelzenden Goldplättchens in einem kleinen Hohlrau aus Nickel (vgl. Tätigkeitsbericht 1925, S. 28) um 1,4° zu hoch ergab. Diese Übereinstimmung i als befriedigend zu bezeichnen, da die Meßgenauigkeit nur auf etwa 1° zu schätzen ist.

Neben der schwarzen Strahlung beim Goldschmelzpunkt müssen die für die Temperatu messung notwendigen Lichtschwächungen mit großer Genauigkeit bekannt sein. Die bisher hierf verwendeten sehr bequemen Rauchgläser sind wegen ihrer selektiven Durchlässigkeit nicht leic mit genügender Sicherheit zu bestimmen. Sie wurden darum soweit wie möglich durch rotieren Sektoren ersetzt.

Zwei optische Glühfadenpyrometer wurden mit rotierenden Sektoren der Durchlässigkeit t zu 0,01 für Temperaturen bis etwa 1850° C fundamental geeicht. Erst für noch höhere Temper turen wurden Rauchgläser verwendet.

131. Die Bandlampe als sekundäres pyrometrisches Normal[3]. In noch größerem Umfange als im vorigen Jahre sind diesmal Wolfram-Bandlampen z Prüfung eingereicht worden. Der Wert einer solchen Lampe, deren Temperatur im Lichte d Rotfilters $F.4512$ von 700 bis 2100° in Abhängigkeit von der Stromstärke festgelegt zu werd pflegt, als sekundäres Temperaturnormal hängt von der Sicherheit ab, mit der diese Temperatur

[1]) Henning.
[2]) Henning und Tingwaldt. [3]) Hoffmann.

produzierbar sind. Um darüber ein Urteil zu gewinnen, wurden einige Bandlampen wiederholt urchgemessen, und zwar außer mit dem Glühfadenpyrometer auch mit dem Königschen Spektral-notometer. Dabei wurden öfters Helligkeitsänderungen beobachtet, die in einzelnen Fällen Tem-raturänderungen von über 10° entsprachen. Diese Änderungen traten ohne ersichtlichen Grund itweise auf, um dann wieder zu verschwinden; sie sind jedenfalls weder als Folgen einer Nach-irkung nach stärkerem Erhitzen noch als Alterserscheinungen anzusprechen. Wenn diese Be-achtungen auch zweifellos nicht für alle Bandlampen zutreffen, so dürfte doch Vorsicht bei der enutzung solcher Lampen als Temperaturnormale angebracht sein. Weitere Aufschlüsse über das erhalten der Bandlampen werden von der bereits begonnenen photoelektrischen Photometrie er-artet. Die Untersuchung soll vor allem dazu dienen, um die Lampe als sekundäres Strahlungs-rmal auch jenseits der Grenzen des sichtbaren Gebietes verwenden zu können. Die Inangriff-hme der Arbeiten im Ultraviolett hat noch ein besonderes Interesse für lichtklimatische Fragen, r die ein an einen Normalstrahler angeschlossener sekundärer Strahler dringend benötigt wird. ine Bandlampe mit ultraviolett-durchlässigem Glas ist dafür bereits beschafft worden; die photo-ektrischen Meßeinrichtungen, die bisher noch unvollständig waren, erlaubten zunächst nur ientierende Versuche.

132. Emissionsvermögen des Platins beim Schmelzpunkt[1]).

Die im vorigen Bericht erwähnten Messungen über die relative Helligkeit des vor dem hwarzen Strahler schmelzenden blanken Platins zu der des schwarzen Strahlers selbst sind in lgender Weise durchgeführt worden. Vor dem innersten Hohlraum des Iridiumofens, dessen emperatur mit Hilfe des eingebauten, unmittelbar an den Platinschmelzpunkt angeschlossenen hermoelementes auf den Platinschmelzpunkt gebracht war, wurde mit einer Projektionslinse ein elles Bild entworfen. An der Stelle dieses Bildes befand sich der horizontal ausgespannte blanke latinschmelzdraht, dessen schwarze Temperatur mit dem Glühfadenpyrometer beobachtet wurde. wischen Ofen und Projektionslinse war ein rotierender Sektor eingeschaltet, dessen Schwächung o bemessen war, daß die Flächenhelligkeit des Hohlraumbildes beim Platinschmelzpunkt der des lanken, schmelzenden Platins gleichkam. Dann ist durch die Gesamtschwächung von Sektor und inse das Emissionsvermögen des Platins bestimmt. Bei der Schwierigkeit, Ofen, Schmelzdraht nd Glühfaden gleichzeitig auf gleiche Helligkeit zu bringen, ist es vorteilhafter, zunächst bei ab-eblendetem Ofen an der Pyrometerlampe die schwarze Temperatur des Schmelzdrahtes festzulegen nd dann durch Messung mit verschiedenen Sektoren und Interpolation oder durch Verwendung ines während der Rotation verstellbaren Sektors die Schwächung zu bestimmen, die erforderlich t, um die schwarze Strahlung beim Platinschmelzpunkt auf die des blanken Platins herabzu-rücken. Die Bestimmung dieses Wertes, oder des Emissionsvermögens des Platins soll haupt-ächlich dazu dienen, um beliebige schwarze Strahler wie den Kohle- oder Wolfram-Vakuumofen it einem außerhalb des Ofens befindlichen Platinschmelzdraht genau auf den Platinschmelzpunkt nzustellen.

133. Schmelzpunkt des Chroms[2]).

Auf eine Anregung vom Kaiser Wilhelm-Institut Düsseldorf hin ist der Chrom-Schmelzpunkt eu bestimmt worden. Das Metall wurde im Vakuum-Kohleofen im Magnesiatiegel geschmolzen, orauf der Erstarrungs- und Schmelzpunkt in wiederholtem Wechsel mit dem Glühfadenpyrometer eobachtet wurde. Untersucht wurden drei Proben: Ein Chrom „nach Goldschmidt“ von C. A. . Kahlbaum, ferner ein Elektrolytchrom nach E. Liebreich und die eingesandte Probe. Bei llen dreien ergab sich übereinstimmend ein in der Nähe von 1800° C liegender Wert, während isher höchstens 1700° beobachtet war. Das benutzte Elektrolytchrom soll nicht über 0,2% erunreinigungen haben. Der Regulus, an dem die Schmelzpunktsbestimmung ausgeführt war, igte einen blanken kristallinischen Bruch und war nicht wesentlich an Kohlenstoff angereichert. er Schmelzpunkt blieb auch noch nach 5 bis 6maliger Wiederholung hinreichend scharf und gen den Anfangswert unverändert. Obwohl also der gefundene Wert einwandfrei erscheint, uß doch eine genauere Untersuchung über eine etwaige Verunreinigung des Metalls durch die fengase abgewartet werden, ehe er als gesichert hingestellt werden kann.

---

[1]) Hoffmann, Tingwaldt.
[2]) Hoffmann.

134. Temperatur der Azetylen-Sauerstoff-Flamme[1]).

Über die Temperaturverteilung in der Azetylen-Sauerstoff-Flamme wurden noch ein weitere Messungsreihen ausgeführt. Hierbei wurde festgestellt, daß die heißeste Stelle der un den üblichen Bedingungen brennenden Flamme sich 3 mm oberhalb der Spitze des leuchtend Kegels befindet und daß sich nach der Methode der Linienumkehr hier eine Temperatur v 3100° C ergibt. Um weitere Aufschlüsse über die Temperaturverteilung in der Flamme zu halten, wurde ein 2,5 mm dicker Kohlestab in der Flamme zum Glühen gebracht und photog phiert. Die Ausmessung der Platte mit einem Registrierphotometer ergab ein Intensitätsminim in der Flammenachse, wie es auch bei der Bunsenflamme bekannt ist.

Die Untersuchung ist abgeschlossen und veröffentlicht (Anh. 1, Nr. 88).

135. Strahlung der Verbrennungsgase bei hoher Temperatur[2]).

Es sind zunächst Versuche in Vorbereitung, durch die die Absorption der Strahlung Kohlensäure bei Temperaturen bis 1100° gemessen werden soll, und zwar in erster Linie für Bande der Kohlensäure bei 2,7 μ. Als Absorptionskammer dient ein zylindrisches Gefäß von 5 Länge aus Quarz mit angeschmolzenen planparallelen Fenstern und mit Rohransätzen zur E führung des Gases. Für die Herstellung der höheren Temperaturen dient ein elektrisch geheiz Ofen mit Nickeldrahtwicklung. Die spektrale Zerlegung erfolgt in einem Spiegelspektrome durch ein Quarzprisma. Als Meßgerät für die Strahlung dient ein Mikroradiometer.

136. Molekularvolumen von Kohlenwasserstoffen[3]).

Bei der Temperatur des normal siedenden Wasserstoffs wurden die Volumina aller Glie der aliphatischen Kohlenwasserstoffreihe bis zum n-Nonan untersucht. Bei all diesen Substanz weichen die beobachten Volumina von den aus den Teilhaberräumen berechneten beträchtlich (vgl. Tabelle). Die Volumina wachsen nicht linear mit steigendem Kohlenstoffgehalt, vielm wechseln, wie die Betrachtung der Volumdifferenzen zeigt, verhältnismäßig engräumigere St mit weiträumigeren ab.

Tabelle.

		Molekularvolumen		Volumen-differenz
		berechnet aus dem Volum. d. Bestandteile nach Biltz	beobachtet bei 20° abs.	
Methan	CH_4	27	31,0	
Äthan	C_2H_6	42	39,7	8,7
Propan	C_3H_8	57	53,6	13,9
Butan	C_4H_{10}	72	66,0	12,4
n-Pentan	C_5H_{12}	87	81,1	15,1
n-Hexan	C_6H_{14}	102	94,3	13,2
n-Heptan	C_7H_{16}	117	109,5	15,2
n-Oktan	C_8H_{18}	132	120,8	11,3
n-Nonan	C_9H_{20}	147	135,0	14,2

Die Glieder mit gerader Kohlenstoffzahl sind die engräumigen. Bemerkenswert ist, daß au die Schmelzpunkte der untersuchten Stoffe mit steigender Kohlenstoffzahl nicht linear, sondern einer zickzackförmigen Kurve anwachsen und die relativ engräumigeren Glieder relativ hö schmelzen.

Die Untersuchung wurde ergänzt durch Messungen an Äthylen, Ammoniak, Kohlendiox Brom und Eis. Der für Eis gefundene Wert ist in guter Übereinstimmung mit demjenigen, aus dem Volumen des Eises bei 0° und der neuerdings in der Reichsanstalt im Bereich tie Temperaturen gemessenen Ausdehnung des Eises berechnet wird.

Die Versuchssubstanzen wurden, soweit sie nicht in genügender Reinheit käuflich war im Institut für anorganische Chemie der Techn. Hochschule in Hannover (V stand Prof. W. Biltz) von Dr. W. Klemm und Dr. W. Fischer rein dargestellt.

137. Wärmeausdehnung des Eises[3]).

Die im letzten Tätigkeitsbericht beschriebenen Messungen der Wärmedehnung von zy drischen Eisstäben wurden fortgesetzt. Für den linearen Ausdehnungskoeffizienten $\beta = \frac{1}{l}$

[1]) Henning und Tingwaldt. [2]) Heuse. [3]) Jakob, Erk.

urden als Mittel aus den an drei verschiedenen Stäben gemessenen Werten folgende Zahlen halten:

Temperatur:	0°	— 50°	— 100°	— 150°	— 200°
$\beta \cdot 10^5$	5,27	4,56	3,39	1,68	0,08
Temperatur:	— 210°	— 220°	— 230°	— 240°	— 250°
$\beta \cdot 10^5$	— 0,13	— 0,33	— 0,45	— 0,55	— 0,61

Es ergibt sich daraus eine Verlängerung der Versuchsstäbe bei abnehmender Temperatur nterhalb etwa — 200°. Ähnliche Beobachtungen machten Grüneisen und Goens (vgl. z. B. ätigkeitsbericht 1924, Nr. 53) bei Einkristallen aus Zink und Kadmium, die ebenso wie Eis im xagonalen System kristallisieren. Aus dem Vergleich mit diesen Messungen kann geschlossen erden, daß in den untersuchten Eisstäben die Mehrzahl der Einzelkristalle regelmäßig angeordnet aren, und zwar müssen ihre hexagonalen Achsen vorwiegend annähernd senkrecht zur Stabachse legen sein. Diese Kristallordnung ist auch auf Grund des Herstellungsverfahrens der Verchsstäbe durchaus wahrscheinlich. Der Versuchsbericht wurde veröffentlicht (s. Anh., Nr. 90).

138. Schmelzwärme von Metallen[1]).

Nach der bereits im vorigen Bericht angegebenen Methode, die dem Bunsenschen Eislorimeter nachgebildet ist, wurden die Versuche zur Bestimmung der Schmelzwärme des Zinns rtgesetzt. Die elektrische Eichung des Kalorimetergefäßes geschah durch einen kleinen Heizrper aus Chrom-Nickeldraht, dessen ungeschützte Spirale in denselben Hohlraum eingeführt urde, der später das flüssige Zinn aufnahm. Auf diese Weise wurden zwei verschiedene Kalorietergefäße geeicht, bei denen einem Anstieg der Quecksilbersäule von 1 mm etwa 1,06 bzw. 91 Kalorien entsprachen. Hierbei konnte eine Genauigkeit von 0,3% erreicht werden. Die hmelzwärme des Zinns wurde nach den bisherigen Versuchen im Mittel zu 13,8 cal/g gefunden d kann vorläufig auf $\pm$ 1% angegeben werden. Zur Erhöhung der Meßgenauigkeit ist es in ster Linie notwendig, die Temperatur des flüssigen Zinns vor seinem Eintritt in das Kaloriter genauer zu messen als es bisher möglich war.

139. Verdampfungswärme des Wassers bei höheren Drucken[2])

Ein ausführlicher Bericht über die Versuche bis 210° (19,45 kg/cm²) wurde veröffentlicht nh., Nr. 89). Darin sind auch die bis 180° reichenden Versuchswerte von Henning neu ausglichen und die Werte des spezifischen Volumens von Sattdampf bis 210° berechnet.

Die im vorjährigen Bericht beschriebene neue Versuchsanordnung für höhere Drucke wurde sammengebaut und in Betrieb genommen.

Es zeigte sich, daß der Spezial-Chrom-Nickelstahl, aus dem das Siedegefäß geschmiedet ist, otz wiederholter Vernickelung rostete. Daher wurde ein besonderes Füll- und Entlüftungsverhren für das im Siedegefäß zu verdampfende Wasser entwickelt. Das bereits destillierte reine asser von Kahlbaum wird nochmals im Vakuum zum Sieden gebracht und, ohne wieder mit ift in Berührung zu kommen, aus dem Destillationsgefäß mit Hilfe einer Wasserstrahlpumpe in s vorher mit Stickstoff ausgespülte Siedegefäß eingesaugt.

Bei den Versuchen selbst wird der Druck nicht wie bisher durch einen mit Luft, sondern rch einen mit reinem Stickstoff gefüllten Ausgleichbehälter konstant gehalten.

Im übrigen bewährten sich die früher beschriebenen Teile der Anordnung gut. Insbesondere lang es, die Temperaturdifferenzen in dem dicken Aluminium-Schutzzylinder längs des ganzen edegefäßes (400 mm) auf wenige hundertstel Grad herabzudrücken. Hierbei erwies sich die Wärmelierung der Versuchsanordnung mit Luftschichten, die durch Aluminium-Folien getrennt sind, sehr günstig. Diese Art der Isolierung wurde für alle Teile der Apparatur ausschließlich betzt, auch für die Zylinder-Endflächen.

Bisher wurden insgesamt 23 Versuchsreihen durchgeführt und dabei die Werte der folgenn Tabelle ermittelt:

[1]) Möller.
[2]) Jakob, Fritz.

Temperatur °C	Druck kg/cm²	Verdampfungswärme kcal/kg	Spezifisches Volumen von Sattdampf (berechnet) m³/kg
210	19,45	453,3	0,1041
230	28,53	432,8	$0,0714_6$
250	40,55	409,9	$0,0501_1$

Die Versuchsergebnisse wurden bei der Tagung des Ausschusses für Wärmeforschung im Verein deutscher Ingenieure am 1. Dezember 1928 bekanntgegeben; die Veröffentlichung dieses Vortrages steht bevor.

Die Untersuchung, die auch im Berichtsjahre durch Mittel der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft und des Vereins deutscher Ingenieure unterstützt wurde, wird zu höheren Drucken fortgesetzt.

140. Verbrennungswärme von Brennstoffen[1]. In dem Ausschuß für Brennstoffe des Deutschen Verbandes für die Materialprüfungen der Technik wurde die Obmannschaft der Gruppe für den Heizwert fester und flüssiger Brennstoffe übernommen, und ein Entwurf über die Definition des Heizwertes und der Verbrennungswärme sowie über die Methode zur kalorimetrischen Bestimmung dieser Größen ausgearbeitet.

141. Wärmeleitfähigkeit von Eis[2]. Die Untersuchungen wurden an drei weiteren Platten (Nr. 19 bis 21) aus Kristalleis des Handels fortgesetzt, von denen eine 11 Tage in dem Apparat eingebaut blieb. Mit diesen Platten wurden 17 ganztägige Versuche ausgeführt, und zwar 6 bei -10^0, 5 bei -75^0, 6 bei -120^0. Da in die Platten 2 bzw. 6 bzw. 8 Lötstellen von Thermometern eingefroren waren und außerdem auch wieder die Temperatur der Kupferplatten gemessen wurde, zwischen denen die Eisplatten lagen, konnte man nähere Aufschlüsse über den Temperatursprung an den Berührungsflächen und über die Krümmung der Isothermenflächen im Eis gewinnen.

Vorläufige Berechnungen lassen darauf schließen, daß auch bei bestem Zusammenfrieren der Eis- und Kupferplatten doch nur bei einem ganz kleinen Teil der Berührungsfläche die zusammengefrorenen festen Körper unmittelbar ineinander übergehen, auf dem weitaus größten Teil aber äußerst dünne Zwischenräume bestehen, die wahrscheinlich mit Wasserdampf von Sättigungsdruck erfüllt sind. Da dieser bei -10^0 etwa 2 mm Hg beträgt, so wird hier die Wärme noch durch gewöhnliche Wärmeleitung übertragen, und der Temperatursprung ist gering. Bei -120^0 aber ist der Sättigungsdruck kleiner als 0,002 mm Hg; der Wärmeübergang muß nach der kinetischen Theorie hochverdünnter Gase berechnet werden, und die Temperatur springt an der Berührungsfläche um mehrere Grad. Wenn man diesen Temperatursprung vernachlässigt, so erhält man die Wärmeleitzahl des Eises um 50 bis 70 % zu klein. Da die Größe der mit Wasserdampf erfüllten Zwischenräume und somit auch der Temperatursprung von Zufälligkeiten des Zusammenfrierens abhängt und die Abstände der in das Eis eingefrorenen Lötstellen schwer genau zu bestimmen sind, so schwanken die gemessenen Werte beträchtlich. Im Mittel erhält man als Wärmeleitfähigkeit des Eises (in $\text{kcal} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{h}^{-1} \cdot \text{Grad}^{-1}$)

2,0 bei -10^0, 2,75 bei -75^0, 3,5 bei -120^0.

Die Genauigkeit dieser Werte dürfte bei -10^0 etwa ± 5 %, bei -120^0 etwa ± 10 % betragen.

Die Veröffentlichung der Arbeit ist vorbereitet; die Untersuchungen über den Temperatursprung sollen fortgesetzt werden.

142. Wärmeleitfähigkeit von Metallen[2]. Die Versuchseinrichtung für die Messung der Wärmeleitfähigkeit von Metallen bei hohen Temperaturen nach der Methode von Kohlrausch ist fertiggestellt. Abbildung 20 zeigt einen Vertikalschnitt durch den Thermostaten mit eingebautem Versuchsstab *a*. Für die Ausbildung des Thermostaten maßgebend war das Bestreben, die radiale Wärmeabgabe des Versuchsstabes möglichst klein zu halten. Zu diesem Zweck wurde der Aluminiumzylinder *b* mit drei Heizwicklungen aus Chromnickelband (Marke Cekas) c_1, c_2, c_3 versehen, die mit verschieden starken Strömen belastet werden können. Zur Isolierung nach außen dient ein 5 cm starker Mantel aus Kieselgursteinen. Durch die drei Heizwicklungen kann der Temperaturverlauf im Versuchsstab *a* (gemessen

[1]) Henning, Heuse, Moser. [2]) Jakob, Erk.

durch die Thermoelemente an den Stellen t_1, t_2, t_3) annähernd auch dem Aluminiumzylinder b aufgezwungen werden (zu messen durch die Thermoelemente t_1', t_2', t_3'). Die 0,15 mm dicken, besonders homogenen Platin- und Platinrhodiumdrähte der erstgenannten Thermoelemente wurden stumpf miteinander verschweißt, so daß eine punktförmige Meßstelle entstand. Die Drähte

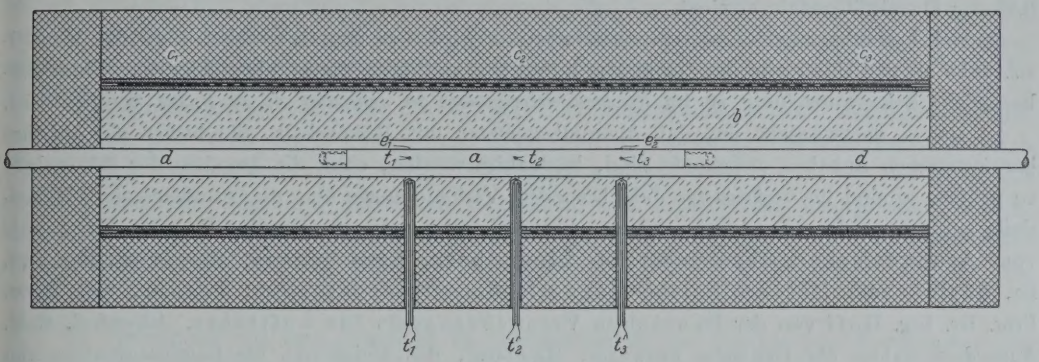


Abb. 20.

wurden längs des Stabes in feinen Porzellanröhrchen verlegt, durch die 0,5 mm weiten Bohrungen des Stabes durchgezogen und mit Hilfe von Quarzröhrchen darin so justiert, daß die Lötstelle genau in der Stabachse liegt.

Der Versuchsstab ist an beiden Enden mit Kupferstäben d von gleicher Dicke verschraubt, durch die der Heizstrom zugeführt wird. Der Spannungsabfall in der Meßstrecke wird mit Drähten aus gleichem Werkstoff wie der Versuchsstab gemessen, die an den Stellen e_1 und e_2 angebracht sind. Es ist beabsichtigt, zunächst an einigen der von Jaeger und Diesselhorst untersuchten Metallstäben Messungen bei 100° auszuführen, um den Anschluß an die Arbeit dieser Forscher zu gewinnen.

143. Wärmeübergang bei Kondensation von Satt- und Heißdampf[1])

Der Bericht über die Versuche mit dem 50 cm langen und 1,7 cm weiten Rohr in senkrechter Anordnung wurde veröffentlicht (s. Anh., Nr. 91). Ähnliche Gesetzmäßigkeiten wie die darin beschriebenen wurden auch mit einem ebenso langen, aber 3,0 cm weiten Rohr festgestellt. Versuche mit den gleichen Rohren in horizontaler Anordnung wurden begonnen. Ein zahlenmäßiger Vergleich der mit den beiden verschiedenen Rohrdurchmessern gewonnenen Ergebnisse ist noch nicht möglich, weil die Variation der Versuchsbedingungen, insbesondere das Einstellen bestimmter Dampf- und Wassergeschwindigkeiten und Temperaturen mit der gegenwärtig benutzten Anlage nicht mit der erforderlichen Genauigkeit und Stetigkeit bewirkt werden kann.

Dringend erforderlich wäre auch die Erweiterung des Versuchsbereiches in Richtung größerer Mengen und höherer Drucke des Dampfes und größerer Längen und Durchmesser der Versuchsrohre, um aus den bisher untersuchten Sonderfällen Schlüsse von allgemeiner Gültigkeit ziehen zu können, deren die Technik dringend bedarf.

Zur Zeit wird versucht, mit Hilfe der Heizungskessel der Reichsanstalt ein Provisorium zu schaffen, mit dem man den Versuchsbereich zu erweitern hoffen kann.

144. Druckwaage[2]).

Nachdem die Apparate des Laboratoriums für Druckmessungen bis 2000 kg/cm² eingerichtet waren, ist nach eigenen Angaben in der Hauptwerkstatt der Reichsanstalt eine Waage gebaut, die zum Bestimmen des wirksamen Querschnittes auch für Drucke über 2000 kg/cm² dienen soll.

Eine Druckwaage für 5000 kg/cm² wurde gegen Ende des Jahres von der Firma Schäffer & Budenberg, Magdeburg-Buckau, fertiggestellt. Ferner ist beabsichtigt, eine Druckpresse für 7000 kg/cm², die zur Vervollständigung der Apparatur für Drucke über 2000 kg/cm² unbedingt erforderlich ist, in der Werkstatt der Reichsanstalt herstellen zu lassen. Die Konstruktionszeichnung liegt fertig vor.

145. Prüfung von Quecksilberbarometern bei Unterdruck[2]).

Es sind verschiedene Quecksilberbarometer eingehend auf ihr Verhalten im Unterdruck untersucht. Zu dem Zweck ist ein mit Quecksilber gefülltes U-Rohr von einem weiten, an der

[1]) Jakob, Erk. [2]) Ebert.

Vorder- und Rückseite geschlitzten Messingrohr mit besonderem verschiebbaren, unterteilten Schutzmantel umgeben, so daß die ganze Quecksilbersäule in Eis gepackt werden konnte. Das barometrische Vakuum wurde durch eine Diffusionspumpe erzeugt und mit einem Mac Leodschen Vakuummeter geprüft. Die Länge der Quecksilbersäule wurde mit einem neu hergerichteten Kathetometer gemessen. Es ist für Drucke von 400 bis 770 mm eine Genauigkeit von etwa 0,05 mm Quecksilbersäule erreicht.

146. Prüfung der Aneroide[1]. Bei beglaubigungsfähigen Aneroidbarometern wird seit dem 1. Oktober 1928 die Verstellschraube an der Unterseite des Gehäuses durch ein amtliches Siegel abgeschlossen. Eine diesbezügliche Bekanntmachung ist im *Reichsministerialblatt 56. Jahrgang Nr. 30 S. 394* veröffentlicht.

Da es unerwünscht ist, daß Aneroidbarometer mit Höhenskala, die bisher nur auf ihre barometrischen Angaben untersucht sind, beglaubigt werden, ohne die Angaben der Höhenskala zu prüfen, so sind im verflossenen Jahr besondere Verhandlungen über die Grundlage einer Höhenskala geführt worden. Zunächst fand eine Besprechung mit Herrn Geh.-Rat Prof. Dr. Hergesell vom Äronautischen Observatorium Lindenberg, Kreis Beeskow, Herrn Geh. Rat Prof. Dr. Süring vom Meteorologisch-Magnetischen Observatorium, Potsdam, und Herrn Prof. Dr. Ing. Hoff von der Deutschen Versuchsanstalt für Luftfahrt, Adlershof, statt. Außerdem haben die Deutsche Seewarte, Hamburg, das Reichsamt für Landesaufnahme und einzelne Fabrikanten zur Frage Stellung genommen. Die Bekanntmachung über die Höhenskale die sich den von der Deutschen Versuchsanstalt für Luftfahrt aufgestellten Bestimmungen anschließen wird, soll demnächst veröffentlicht werden.

147. Dampfdrucke über Lösungen[2]. Die Dampfdruckbestimmungen über Salzlösungen sind abgeschlossen; die Veröffentlichung der Werte wird zur Zeit vorbereitet.

Es wurden die Dampfdrucke von folgenden Lösungen, zum Teil bei verschiedenen Temperaturen und verschiedenen Konzentrationen bestimmt; $CaCl_2$, $Ca(NO)_3$, NaCl und PHO_3. Insbesondere wurde der Dampfdruck sehr konzentrierter Schwefelsäure-Wassergemische nach einer von Mc Haffie vorgeschlagenen Methode ermittelt, indem eine gewisse Luftmenge durch die Lösung hindurchgesaugt und ihr Wassergehalt durch Ausfrieren bestimmt wurde. Die ausgefrorene Menge Wasser wurde in einem Raum bekannten Volumens verdampft und durch Beobachtung der Temperatur und des Druckes nach dem Boyle-Gay-Lussacschen Gesetz berechnet.

Die Werte der $CaCl_2$-Lösung wurden wiederum dem Verband Deutscher Elektrotechniker für die Arbeiten der „Unterkommission für die Aufstellung von Prüfmethoden hinsichtlich Luftfeuchtigkeit“ zur Verfügung gestellt.

Bei Anwendung der gefundenen Dampfdrucke auf die Eichung von Haarhygrometern (nach Obermiller) ergab sich die Notwendigkeit einer gründlichen Untersuchung über das Verhalten des Haares. Zu diesem Zweck ist ein dem Polanyischen nachgebildeter Dehnungsapparat konstruiert, der jetzt fertiggestellt wird.

148. Prüfung von Aspirationspsychrometern[2]. Um die Mindestgeschwindigkeit von 2 m/sec des Luftstromes am Aspirations-Psychrometer zu prüfen, wurde eine einfache Apparatur gebaut. Sie bestand im wesentlichen darin, daß aus einer unter Druck gefüllten Bombe Preßluft durch eine Gasuhr in einen Raum gedrückt wurde, aus dem der Aspirator des Psychrometers Luft absaugte. Die Menge der nachgedrückten Luft wurde so reguliert, daß am Ende des Psychrometers stets ein konstanter Druck (Barometerstand) herrschte.

149. Messung großer Gasmengen[3]. Die Veröffentlichung der gemeinsam mit Dr. Ing. Kretzschmer, Frankfurt a. M. ausgeführten Untersuchung (Anh., Nr. 92) schob sich bis gegen Ende des Jahres hinaus, weil noch eine ausführliche und zeitraubende Diskussion der Frage erforderlich war, wie der beträchtliche beobachtete Einfluß des Rohrdurchmessers auf die Durchflußzahl von Staurändern gleichen Öffnungsverhältnisses zu erklären sei. Am wahrscheinlichsten dürfte dieser Einfluß von der verschiedenen relativen Rauhigkeit der Rohre vor dem Staurand herrühren. Der von Odqvist[4] an-

---

[1]) Henning, Ebert.

[2]) Ebert. [3]) Jakob.

[4]) F. K. G. Odqvist, *Ingeniörs Vetenskaps Akademiens Handlingar Nr. 43 (1925), Stockholm, A.-B. Gunnar Tisells Tekniska Vörlag.*

geführte Einfluß der Schallgeschwindigkeit ist nicht ausgeschlossen; aber Odqvists Beweis dafür, daß dies wirklich der bestimmende Einfluß sei, konnte widerlegt werden.

150. Normalflüssigkeiten für die Untersuchung von Zähigkeitsmessern[1]).

Vier Normalöle wurden mit ebensovielen des Bureau of Standards ausgetauscht. Die Vergleichsmessungen in Amerika sind bereits durchgeführt und haben Unterschiede von höchstens 2% bei den dünneren und höchstens 3% bei den dickeren Ölen ergeben. Wenn diese Übereinstimmung auch in Anbetracht der sehr verschiedenen Meßverfahren vor der Hand als befriedigend bezeichnet werden kann, so muß doch eine bessere angestrebt werden.

151. Einfluß der Oberflächenspannung auf Zähigkeitsmessungen[1]).

Eine Untersuchung über den Einfluß der Oberflächenspannung auf Zähigkeitsmessungen wurde durch eine Arbeit von I. Traube und S. H. Whang[2]) angeregt, die gefunden haben, daß Wasser durch eine mit sogenannter aktiver Flüssigkeit benetzte Glaskapillare viel rascher strömt als durch eine reine Kapillare. Es konnte rechnerisch und experimentell nachgewiesen werden, daß die von Traube und Whang beobachteten Erscheinungen völlig auf die Oberflächenspannung zurückgeführt werden können. Eine Veröffentlichung über diese Untersuchung befindet sich im Druck.

152. Prüfungsbestimmungen für Apparate zur Öluntersuchung[3]).

In Verbindung mit dem Ausschuß IX (Schmiermittel) des Deutschen Verbandes für die Materialprüfungen der Technik sind die Grundlagen für die Normung der Apparate zur Ölprüfung durchgesehen und ergänzt worden. Dabei wurden für die in Betracht kommenden Thermometertypen die Temperaturen für den herausragenden Faden bestimmt, wie sie den üblichen Versuchsbedingungen entsprechen. Künftig sollen die zu den genormten Apparaten gehörigen Thermometer eine ihre Verwendung kennzeichnende Aufschrift tragen, so daß die Gewähr dafür gegeben ist, daß alle Thermometer, auch wenn sie ohne Apparat eingesandt werden, unter den Bedingungen des praktischen Gebrauches geprüft werden. Eine Veröffentlichung als Richtschnur für die Hersteller wird vorbereitet.

Durch die Mitarbeit der Reichsanstalt in dem Ausschuß für Schmiermittel wurde ferner eine Veröffentlichung über die Handhabung des Englerschen Zähigkeitsmessers (siehe Anh. 1, Nr. 86) auf Grund früherer Versuche und eine Änderung der Prüfungsbestimmungen für den Englerschen Zähigkeitsmesser (s. Anh., Nr. 85) veranlaßt.

153. Prüftätigkeit des Laboratoriums für allgemeine Thermometrie und Kalorimetrie[4]).

Es wurde die Mutterskala für das Glas XVII der Sophienhütte zwischen 0° und 540° festgelegt. Der mittlere lineare Ausdehnungskoeffizient dieses Glases beträgt zwischen 0° und 100° $5{,}9 \cdot 10^{-6}$ pro Grad.

Im Jahre 1928 (bzw. 1927) wurden folgende Gegenstände geprüft:

I. Ausdehnungsthermometer.

1732	(1494)	feine Thermometer mit Korrektionsangaben in 0,02 und 0,01°, geprüft in Temperaturen bis 100°, hiervon 649 (350) Kalorimeterthermometer,
1798	(2044)	Thermometer mit Korrektionsangaben in 0,05° und mehr, geprüft in Temperaturen bis 100°, darunter 2 (11) Insolationsthermometer,
112	(127)	Siedethermometer für Höhenmessungen,
289	(259)	Beckmannsche Thermometer,
286	(393)	Tiefseethermometer,
2201	(2827)	hochgradige Thermometer, z. T. geprüft in Temperaturen bis 700°,
192	(88)	tiefgradige Thermometer, darunter 27 (60) Pentanthermometer für Temperaturen bis — 190°.
zusammen 6610	(7232)	Thermometer.

[1]) Erk.
[2]) I. Traube und S. H. Whang, *Zeitschr. f. physikal. Chem.* **138.** *S. 102. 1928.*
[3]) Jakob, Hoffmann, Erk.
[4]) Heuse, Moser.

II. Elektrische und optische Thermometer.

19	(20)	Widerstandsthermometer,
174	(151)	Thermoelemente, darunter 128 (98) aus Platin-Platin-Rhodium, 4 (4) aus einer Legierung von Platinmetallen und Gold, 8 (10) aus Konstantan-Silber, 0 (15) aus Konstantan-Kupfer, 15 (10) aus Konstantan-Eisen, 16 (13) aus Nickel-Chromnickel, 0 (1) aus Kobalt-Platin, 2 (0) aus Nickel-Kohlerohr, 1 (0 aus Nickel-Nickeleisen,
32	(16)	Millivoltmeter für thermoelektrische Zwecke,
zusammen 225	(187)	Apparate.

III. Sonstiges.

2	(9)	Thermographen,
6	(5)	Proben auf spezifische Wärme,
95	(26)	Verbrennungskalorimeter (Bestimmung des Wasserwertes auf elektrischem Wege),
4	(4)	Kohlenprobe und Baumwolle auf Heizwert,
3	(2)	Gaskocher,
1	(0)	Kalorifer,
1	(0)	Abschmelzen von Thermometern unter Druck.
12	(5)	Posten Legierungsringe für Schwartzkopff-Dampfkessel-Sicherungsapparate.
124	(51)	

Von den 6610 (7232) nichtärztlichen Thermometern entsprachen 407 (515) nicht den Prüfungsbestimmungen, 25 (18) gingen beschädigt ein, 40 (85) — einschließlich 26 (50) Stück freiwillig gesprungener Instrumente — wurden bei der Prüfung beschädigt; im ganzen mußten 472 (618) Thermometer, d. h. etwa 7,1 % (8,5 %) aller eingereichten nichtärztlichen Thermometer als unzulässig zurückgewiesen werden.

154. Fieberthermometer[1]. Die Anzahl der zur Prüfung eingereichten Fieberthermometer unterlag stärkeren Schwankungen als im vorhergehenden Berichtsjahre. Während zeitweilig nur 10 Laborantinnen beschäftigt waren, mußten während des letzten Quartals 6 weitere Hilfskräfte eingestellt werden. — Auf Grund der systematischen Untersuchungen, die sich nunmehr auf zwei Jahre erstrecken, ist festzustellen, daß die Temperaturangaben der Fieberthermometer im wesentlichen eine Neigung zum Ansteigen zeigen, daß aber bei einer großen Anzahl von Instrumenten auch Schwankungen zu beobachten sind. Durch besondere Versuche, die bereits eingeleitet sind, soll der Einfluß der Maximumvorrichtung festgestellt werden.

155. Thermometerprüfanstalten unter der technischen Aufsicht der Reichsanstalt[2]. Der Entwurf zur Änderung des Gesetzes über die Prüfung und Beglaubigung der Fieberthermometer kam im Reichstag nicht zur Beratung.

Übersicht über die im Kalenderjahre 1928 (bzw. 1927) geprüften Fieberthermometer.

Geprüft wurden	P.T.R.	Thür. Landesamt für Maß und Gewicht	Anhaltisches Staatsprüfamt	Summe
Einschlußthermometer	406245	4451738	893580	5751563
Stabthermometer	97040	1189153	741	1286934
Also insgesamt	503285	5640891	894321	7038497
	(690558)	(5288988)	(984671)	(6964217)
Davon erhielten auf Antrag:				
einen Stempel	462142	5290520	856875	6609537
keinen Stempel	271	71614	—	71885
Unzulässig in %	7,3	4,6	4,2	5,1

[1]) Ebert. [2]) Henning, Heuse, Ebert.

Während des Kalenderjahres 1928 (die entsprechenden Zahlen für 1927 sind in Klammern gesetzt) wurden an nichtärztlichen Thermometern zur Prüfung eingereicht:

a) Beim Thüringer Landesamt für Maß und Gewicht:

2508	(1977)	Laboratoriumsthermometer bis 100°,	davon 2350	zulässig,
2840	(5186)	„ „ 600°,	„ 2536	„
1124	(874)	meteorologische Thermometer,	„ 1044	„
673	(558)	gewerbliche Thermometer,	„ 620	„
199	(216)	Thermometer für den häuslichen Gebrauch,	„ 134	„
zusammen 7344	(8811)	Thermometer.		

Künstlich gealtert wurden 557 (1101) und unter Druck gefüllt 5461 (5502) Thermometer.

b) Beim Hamburgischen Thermometerprüfamt:

5	(35)	Laboratoriumsthermometer bis 200°,	davon 5	zulässig,
12	(253)	„ „ 400°,	„ 11	„
9	(4)	gewerbliche Thermometer,	„ 6	„
52	(9)	Thermometer für den häuslichen Gebrauch,	„ 46	„
zusammen 78	(301)	Thermometer.		

156. Prüftätigkeit des Laboratoriums für Strahlungsthermometrie[1]).

Während des Jahres 1928 (bzw. 1927) wurden folgende Gegenstände geprüft:

3	(2)	Pyrometer nach Wanner, davon 2 Stück mit je 2 Meßbereichen,
6	(6)	Glühfadenpyrometer nach Holborn und Kurlbaum mit je 2 Rauchgläsern,
1	(2)	„Pyropto“ Glühfadenpyrometer, davon 1 Stück mit 3 Lampen und 1 Rauchglas,
37	(18)	Pyrometerlampen, davon 3 Stück mit Rot- und Grünfilter,
5		pyrometrische Lichtschwächungen, davon 3 (9) Rauchgläser, 2 (—) Prismensätze,
7	(3)	Gesamtstrahlungspyrometer, davon 4 Stück mit zugehörigem Millivoltmeter,
1	(1)	Milliamperemeter für pyrometrische Zwecke,
12	(14)	Bandlampen für pyrometrische Zwecke, davon 4 Stück mit Projektionslinse,
2	(0)	Tonradialsteine auf Feuerbeständigkeit,
1	(0)	Probe eines Chrommetalles zur Bestimmung des Schmelzpunktes,
2	(0)	Schrammsche Apparate zur Prüfung der Glutsicherheit von Isolierstoffen,
14	(0)	Silitstäbe zum Schrammschen Apparat.

157. Prüftätigkeit des Laboratoriums für Druck- und Ausdehnungsmessung[2]).

Während des Jahres 1928 (bzw. 1927) wurden folgende Gegenstände geprüft:

I. Instrumente für Druckmessungen.

3	(11)	Quecksilber-Barometer,
291	(93)	Aneroid-Barometer,
1	(3)	Barographen,
100	(103)	Manometer für Messungen bis 2000 kg/cm²,
3	(3)	Vakuummeter,
1	(1)	Kolbenpresse mit 2 Hohlzylindern,
1	(1)	Mikro-Manometer,
250	(217)	Tiefsee-Umkippthermometer mit geschlossenem Schutzrohr,
47	(33)	„ „ „ offenem „
—	(9)	verschiedene Druckinstrumente,
zusammen 697	(474)	

II. Instrumente für Feuchtigkeitsmessungen.

3	(9)	Haarhygrographen,
1	(0)	Aspirations-Psychrometer,
—	(9)	verschiedene Instrumente.
zusammen 4	(18)	

[1]) Hoffmann. [2]) Ebert.

III. Ausdehnungsmessungen.

7 (10) Stoffe auf Ausdehnungen (zwischen 0 und 100°).

Die thermische Ausdehnung von gezogenem Messing (hartblank, handelsüblich) ist bis — 250° bestimmt. Es wurden folgende Werte gefunden:

t^0	Ausdehnung mm/m
0°	0,00
— 190	— 3,13
— 253	— 3,55

158. Prüftätigkeit des wärmetechnischen Laboratoriums[1]. Im Jahre 1928 (bzw. 1927) wurden folgende Gegenstände geprüft:

48 (85) Petroleumprober,
16 (19) Flammpunktprober,
33 (0) „ mit offenem Tiegel nach Schlüter,
6 (8) Siedeapparate für Mineralöle,
3 (6) Proben verschiedener Art auf Wärmeleitung.

159. Prüftätigkeit des Laboratoriums für Strömungs- und Zähigkeitsmessungen[2]. Im Berichtsjahre wurden Systemprüfungen an zwei technischen Viskosimetern durchgeführt. Während das Michell-Viskosimeter infolge seiner geringen Meßgenauigkeit nur für überschlägige Betriebsmessungen brauchbar befunden wurde, kann das Holde-Viskosimeter bei kinematischen Zähigkeiten von über 0,45 [$cm^2 \cdot s^{-1}$] mit einer Genauigkeit von $\pm$ 2,5 % zur Messung der absoluten Zähigkeit verwendet werden.

Im Jahre 1928 (bzw. 1927) wurden folgende Gegenstände geprüft:

357 (696) Zähigkeitsmesser, darunter 281 (487) nach Ubbelohde, 11 (18) für höhere Temperaturen, 17 (27) mit $^1/_{10}$-Gefäß, 5 (11) vierfache und 6 (3) zweifache,
12 (13) Zähigkeitsmesser nach Vogel-Ossag,
59 (61) Kapillaren zum Zähigkeitsmesser nach Vogel-Ossag,
2 (0) Zähigkeitsmesser (Systemprüfungen)
2 (0) Mineralöle auf Zähigkeit.

160. Einnahmen aus der Prüftätigkeit. Die aus der Prüftätigkeit der Abteilung III erwachsenen Einnahmen betrugen im Jahre 1928 (bzw. 1927)

für Fieberthermometer 41 832,38 RM (55 224,26 RM),
„ andere Prüfgegenstände 71 241,58 RM (70 545,73 RM).

Abteilung IV.

161. Feinstruktur[3]. Bei der Untersuchung des Eisenbogens im Interferenzspektroskop wurde gefunden, daß der Pol-Effekt an der Kathode unterhalb von 1 Ampère noch vorhanden ist und mit der Verminderung der Stromstärke wächst, im Sinne einer Identität zwischen Pol-Effekt und Stark-Effekt.

Hansen hat gefunden, daß die Neonlinien besonders im roten Gebiet des Spektrums einen sehr nahen lichtschwächeren Trabanten haben. Wie K. W. Meissner gezeigt, erscheinen die roten Linien des Neon sehr leicht in Umkehrung. Bei einer Untersuchung dieser Linien sowohl mit einseitig versilberter Lummer-Gehrcke-Platte wie mit doppelseitig versilberten Glasplatten ergab sich, daß die von Hansen gefundenen Dubletts auch ohne Kühlung durch flüssige Luft gesehen werden.

162. Einseitig versilberte Lummer-Gehrcke-Platten[4]. Eine genauere Untersuchung der Reflektion auf der versilberten Seite der Platte ergab dort für das ganze sichtbare Spektrum bei den in Betracht kommenden Winkeln eine erhebliche Erhöhung des Reflektionsvermögens gegenüber der Reflexion an der Glaswand ohne Versilberung.

163. Spannung an planparallelen Glasplatten[4]. Die Spannung in runden, planparallelen Glasplatten[5] bewirkt, daß die Interferenzen bei

[1]) Jakob, Erk. [2]) Jakob, Hoffmann, Erk.
[3]) Adam, Gehrcke, Lau. [4]) Lau.
[5]) Die Platten sind von der Firma Halle Nachfolger in Steglitz hergestellt worden. Die Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft hat die Untersuchungen dankenswerterweise unterstützt.

streifendem Austritt nicht im Unendlichen liegen. Durch geeignete Verbiegung der Platten läßt sich dieser Effekt aufheben. Plattenstreifen zeigen geringere Spannungen als runde Platten.

164. Vergleich zwischen Glasplatten und Luftplatten[1].

Ein Vergleich zwischen Interferenzbildern, die an planparallelen Luftplatten (Perot-Fabry) entstehen, mit denen, die an planparallelen Glasplatten gleicher optischer Dicke bei gleichen Winkeln entstehen, ergibt bei gleichem Gangunterschied eine größere Dispersion für die Glasplatten. Doppelseitig halbdurchlässig versilberte planparallele Glasplatten sind demnach für Feinstrukturmessungen und relative Messungen dem Luftetalon überlegen.

165. Hg-Lampe als spektroskopische Lichtquelle[1].

In der Beleuchtungsindustrie und Elektrotechnik benutzt man seit längerer Zeit Hg-Lampen mit Edelgasfüllung. Eine Untersuchung an einer solchen Lichtquelle (Argonal-Gleichrichter nach Nienhold) ergab außerordentlich scharfe Spektrallinien, während eine Entladung in $H_2 + Hg$-Dampf unscharfe Linien zeigt. Die mit Edelgas (insbesondere Argon) gefüllten Hg-Lampen sind daher als spektroskopische Lichtquellen brauchbar und wegen der Einfachheit der Handhabung zu empfehlen.

166. Reinigung von Spektralröhren[1].

Zur Reinigung von Spektralröhren wurde neuerdings mit Erfolg so verfahren, daß unter dauerndem Pumpen in strömender Luft oder H_2 starke Entladungen längere Zeit durch die Röhre geschickt werden. Derartige Röhren mit Aluminiumelektroden zeigen nicht den üblichen Kohlenstoffniederschlag an den Kathoden, und die metallischen Zerstäubungserscheinungen werden stark herabgesetzt.

167. Neubestimmung der opt. Konstanten der planparallelen Platten[2].

Die neuen, von der Firma Halle Nachfolger in Steglitz gelieferten planparallelen Platten geben außerordentlich scharfe Interferenzstreifen. Die Bestimmung der optischen Konstanten des Glases zeigte Abweichungen von den Angaben der französischen Firma, die das Glas geliefert hatte. Daher wurde eine genaue Neubestimmung sämtlicher optischer Konstanten der in der Reichsanstalt vorhandenen planparallelen Platten vorgenommen; die früheren Messungen stimmten mit den jetzt vorgenommenen überein.

168. Vakuumspektrograph mit Flußspatoptik[3].

Von dem Inhaber der Firma Halle Nachfolger in Steglitz, Herrn Ritter, sind der Abt. IV der Reichanstalt u. a. zwei Linsen von 300 mm Brennweite, ein 60°-Prisma von 42 mm Kantenlänge und zwei planparallele Verschlußplatten, die sämtlich aus bemerkenswert reinem Flußspat bestehen, geschenkt worden. Hieraus wird ein Vakuumspektrograph für das Schumann-Gebiet gebaut.

169. Bestimmung der Konstanten σ[4].

Um ein Urteil zu gewinnen, ob aus den kleinen restlichen Temperaturungleichheiten des benutzten schwarzen Strahlers merkliche systematische Fehler entspringen können, sind Kontrollversuche mit absichtlich stark gestörter Temperaturverteilung durchgeführt worden. Der strahlende Mittelblock des Lummer-Strahlers wurde zu diesem Zweck von rückwärts zusätzlich in seinem zentralen Teil durch eine glühende Platinfolie erhitzt und dafür die allgemeine Mantelheizung des Ofens so weit herabgemindert, daß die durch das Ofenthermoelement kontrollierte strahlende Blockvorderseite wie bei den normalen σ-Messungen auf Goldschmelzpunktstemperatur blieb. Die wechselweise mit und ohne Zusatzheizung von verschiedener Intensität durchgeführten Strahlungskontrollen ergaben, daß bei dem benutzten weitgehend ausgeglichenen Strahlermodell merkliche systematische Fehler bzl. σ aus den restlichen Ofenungleichmäßigkeiten nicht zu befürchten sind. Als Ergebnis der σ-Bestimmungen folgt:

$$\sigma = 5{,}77_1 \pm 0{,}03 \text{ Watt cm}^{-2} \cdot \text{Grad}^{-4}.$$

170. Warburgsche Lichteinheit[5].

Die im Vorjahr entwickelte elektrometrische Registrierapparatur hat sich als ein sehr vielseitig verwendbares Präzisionsgerät zur Messung sehr schwacher lichtelektrischer Ströme und radioaktiver Umwandlungen usw. erwiesen, das an Genauigkeit den Gleichstrom-Verstärkungs-

---

[1]) Lau.
[2]) Janicki.
[3]) Janicki, Keil.
[4]) C. Müller.
[5]) C. Müller, Frisch.

apparaturen noch wesentlich überlegen ist. (Fehlergrenze bei Strömen von 10^{-12} Amp. beträgt $1{,}5\,‰ = 2 \cdot 10^{-15}$ Amp.). Für die Warburgsche Lichteinheit wurde mit Hilfe dieser Registrierapparatur unter dankenswerter Unterstützung durch die Notgemeinschaft die Frage untersucht, ob bei den benötigten Genauigkeiten die Benutzung von Sektorenscheiben zur meßbaren Lichtschwächung statthaft ist. Hierzu sind folgende drei Punkte zu prüfen: 1. Gültigkeit des Talbotschen Gesetzes, 2. Einfluß der Beugung an den Sektorkanten, 3. Proportionalität des Photostromes mit der Lichtintensität.

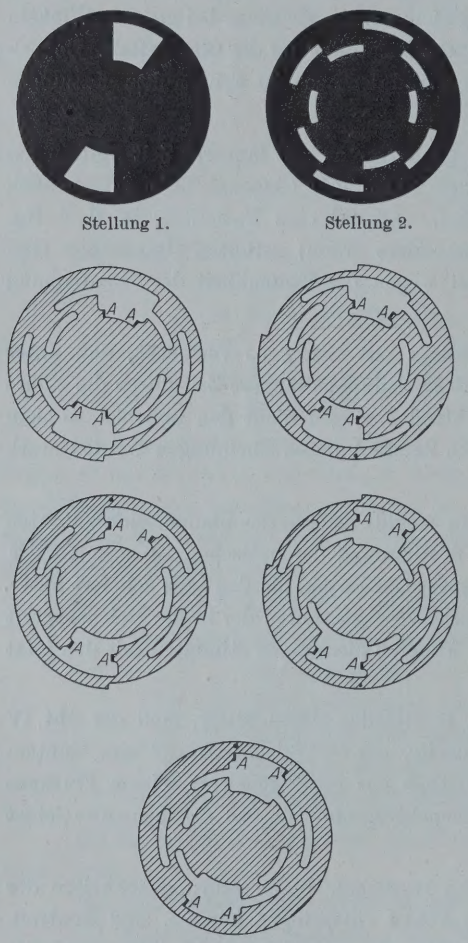


Abb. 21. Sektorenscheibe zur Prüfung des Talbotschen Gesetzes.

Es wurden zwei verschiedene Sektoranordnungen konstruiert, jede mit dem Zweck, der Photozelle dieselbe mittlere Lichtintensität abwechselnd als annähernd gleichförmigen Lichtstrom bzw. als rasche Folge von intensiven, durch lange Pausen getrennten Lichtblitzen zuzuführen.

Bei der ersten für eine Intensitätsvariation von 1 : 5 bestimmten Anordnung wurde eine zusammengesetzte Sektorenscheibe benützt, welche aus fünf übereinandergelegten Scheiben bestand mit gemäß der Abb. 21 angeordneten Ausschnitten, welche sich durch Scheibendrehung wahlweise entlang eines Durchmessers anordnen (Stellung 1) oder gleichmäßig über den ganzen Kreis verteilen ließen (Stellung 2). Die Ausschnitte werden durch die mit A bezeichneten zugeschärften Kanten in beiden Endlagen gleichartig begrenzt. Durch diese fünffache Sektorscheibe hindurch wurden gemäß den Abb. 22 und 23 einer lichtelektrischen Zelle fünf Lichtbündel 5, 6, 7, 8, 9 mittels einer Lochblende zugeleitet. Ein weiteres außerhalb des Sektors verlaufendes Lichtbündel 10 diente in beiden Sektorstellungen als Vergleichslichtquelle. Beide Bündelgruppen wurden abwechselnd durch ein vom Uhrwerk gesteuertes Relais freigegeben bzw. abgeblendet.

Um die Gültigkeit des Talbotschen Gesetzes gemäß den Warburgschen Versuchsvoraussetzungen auch für höhere Schwächungszahlen (1:20) prüfen zu können, wofür die eben beschriebene Sektorenkombination zu kompliziert würde, ist folgender vereinfachter Weg eingeschlagen worden.

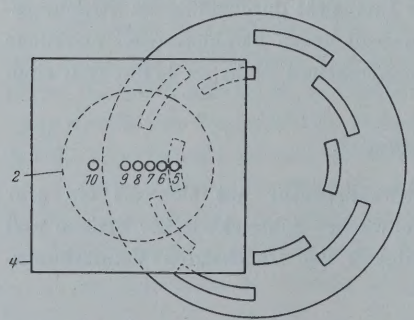


Abb. 22. Sektorenscheibe zur Prüfung des Talbotschen Gesetzes. Frontansicht mit Lochschirm.

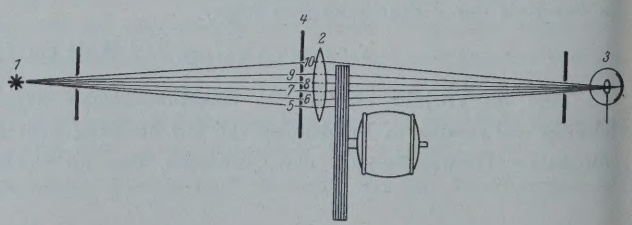


Abb. 23. Sektorenscheibe zur Prüfung des Talbotschen Gesetzes Anordnung und Strahlengang.

Es wurde eine Scheibe 1 mit acht schrägen Lochreihen von je zwanzig Löchern, gemäß der Doppelabbildung 24, 25 (wo nur je neun Löcher gezeichnet sind) angefertigt. Die Lochscheibe 1 rotiert

gemäß der Abb. 26 in dem durch eine Linse 2 parallel gemachten Licht einer Glühlampe 3, während eine zweite Linse 4 das Licht in der Photozelle 5 vereinigt. Auf die Achse 6 der Lochscheibe 1 kann eine Hülse 7 aufgeschoben werden, die an einem Stiel 8 einen Blendschirm 9 mit einem

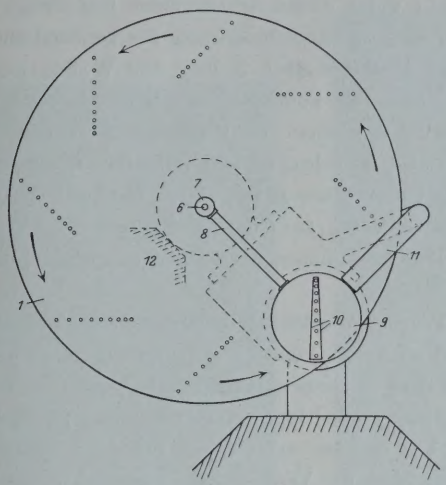


Abb. 24.

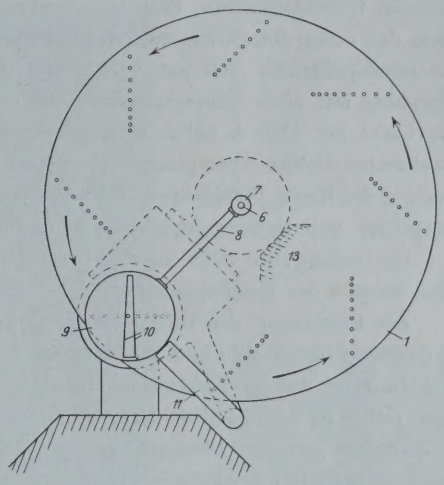


Abb. 25.

Lochscheibe zur Prüfung des Talbotschen Gesetzes. Hauptlagen in Frontansicht.

schrägen Schlitz aus symmetrisch zugeschärften Backen 10 trägt. Durch Umstecken der Hülse (Blendenschirmumlegen um 180°) kann der Schlitz wahlweise zu den Lochreihen parallel oder quer gestellt werden. Im ersten Fall (Abb. 24) treten die Lichtbündel jeder Lochreihe sämtlich gleichzeitig durch den Blendschlitz, disrupte intensive Zellenbelichtungen mit langen Pausen ergebend. Bei Querstellung hingegen (Abb. 25) durchwandern die einzelnen Lichtbündel nacheinander den Blendschlitz, vermöge abgestufter Abstände eine nahezu gleichförmige Zellenbeleuchtung bewirkend. Die genaue Gleichheit der Beleuchtungsstärke des Blendschlitzes wurde durch einen Anschlag 11 sowie durch ein Umlegen der ganzen Sektoranordnung um die optische Linsenachse in die beiden Lagen der Abb. 24 bzw. 25 erzielt, vermöge dessen der Blendschlitz stets in die gleiche Lage zum Strahlengang kommt.

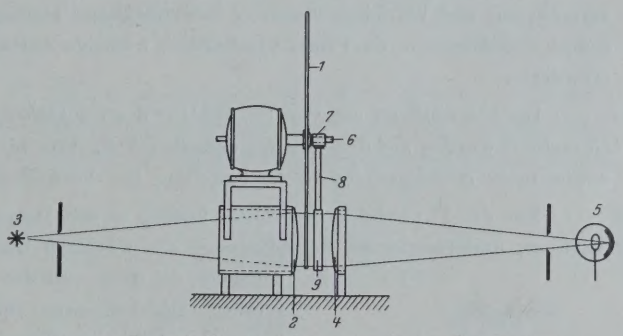


Abb. 26. Lochscheibe zur Prüfung des Talbotschen Gesetzes. Anordnung und Strahlengang.

Die Versuche mit beiden Anordnungen ergaben übereinstimmend, daß bei den untersuchten Photozellen und bei Strömen von etwa 10^{-11} Amp. etwa vorhandene Abweichungen vom Talbotschen Gesetz bei Schwächungszahlen bis 1 : 20, wenn vorhanden, unter einem Promille liegen.

Zur Prüfung des Einflusses der Beugung an den Sektorkanten auf die wahre Durchlässigkeit von rotierenden Sektoren wurde die von einem Sektor schmaler Öffnung nahe der Peripherie durchgelassene Lichtmenge mit der nahe dem Mittelpunkt durchgelassenen Lichtmenge registrierend verglichen. Um den erwarteten Beugungseinfluß, einen kleineren Wert der Durchlässigkeit in der Nähe des Mittelpunktes, von etwaigen Ungenauigkeiten des Sektors trennen zu können, wurden diese Vergleichungen bei mehr oder minder weitgehender Abblendung der abgebeugten Strahlen durchgeführt. Es ergab sich in Übereinstimmung mit der Theorie, daß bei schmaler Sektoröffnung auf ausreichende Zusammenfassung abgebeugter Strahlen zu achten ist.

Versuche, betreffend die Proportionalität der Photoströme mit der Lichtintensität, sind im Gange.

Ein Teil der Untersuchungen ist veröffentlicht. (Siehe Anh., Nr. 120, 121.)

171. Registrierende Spektralphotometrie[1]).

Zur beschleunigten Durchführung spektralphotometrischer Prüfungen sind in Amerika kürzlich lichtelektrische Registrierapparaturen für den Wellenbereich von 400—700 mμ entwickelt worden. Für umfassende wissenschaftliche und technische Untersuchungen, z. B. Atomforschungen, photochemische Untersuchungen, Farbstofforschungen reicht indes dieses Arbeitsgebiet keineswegs aus. Mittels des neuen Registriergeräts der Reichsanstalt gelang es durch Benutzung des kontinuierlichen Wasserstoffspektrums (geliefert von einer Gehrcke-Lau-Röhre nach Z. Bey und W. Steiner) in Verbindung mit einer Quarzglaskaliumzelle erstmalig spektrale kontinuierliche Registrierkurven im Ultraviolett bis 2100 Å nebst Interpolationsmarken zu gewinnen. Es wurden unter anderem im ultravioletten Gebiet Absorptionskurven von Glasplatten, Nickeloxyd- und Silberfolien, ferner auf Anregung des Herrn Präsidenten und mit freundlicher Unterstützung von Herrn Ritschl spektrale Absorptions- und Reflexionskurven von dünnen Silberschichten auf Quarz aufgenommen.

172. Registrierende Photometrie von Schwärzungskurven[2]).

Im Berichtjahre 1928 wurden insgesamt 269 Registrierphotometrierungen ausgeführt, davon 69 für Zwecke der Reichsanstalt.

173. Versuche mit dünnen Metallfolien.

Zur Ergänzung der Untersuchungen im Ultraviolett wurden Durchlässigkeitsbestimmungen für durchsichtige Gold- und Nickelfolien im Spektralbereich von 0,7—4 μ durchgeführt[3]). Die Durchlässigkeit dünner Nickelschichten nimmt nach dem Ultraroten langsam ab; Goldfolien lassen jedoch selbst in hochdurchsichtiger Verfeinerung (0,025 μ Dicke) langwellige Strahlung jenseits 1 μ nur noch in geringen Prozentbeträgen hindurch. Für die im Arbeitsplan für 1928 unter den Nummern 164—168 erwähnten Folienuntersuchungen sind die Versuchsapparaturen bestellt bzw. noch in der Entwicklung.

Das auswärtige und ausländische Interesse an den durchsichtigen Metallfolien hat sich weiterhin verbreitert, insbesondere bezüglich der industriellen und militärtechnischen Verwendungen. Das von Dr. Müller beratene Folienlaboratorium Dr. Mey konnte demgegenüber trotz Personalvermehrung und betriebstechnischer Erweiterungen mannigfachen Spezialwünschen leider nur verspätet nachkommen, da volkswirtschaftlich wichtige Anfragen naturgemäß vorzugsweise Förderung erforderten.

174. Peilgeräte für Ultrarot-Strahlung[3]).

Im Anschluß an ein von Dr. Müller der Deutschen Versuchsanstalt für Luftfahrt erstattetes Gutachten wurden auf den Wunsch derselben Peilgeräte für die Nebelnavigierung von Luftfahrzeugen sowie neue störungsfreiere Betriebsweisen für hochempfindliche Ultrarot-Meßgeräte entwickelt.

175. Aufzeichnung kleinster Veränderungen an starkbewegten Objekten[2]).

Für die Physiologie des Auges bildete es seit langem ein ungelöstes wichtiges Problem, am intakten, undeformierten Menschenauge die winzigen Blutdruck-Pulsationen der Hornhaut aufzuzeichnen, die diese von den beiden intraokularen Gefäßsystemen her erfährt. Die bekannten Spiegelfühlhebel haben den Nachteil, daß beim Aufsetzen derselben auf den Augapfel die zufälligen Gesamtaugenbewegungen weit größere fälschende Lichtzeigerbewegungen verursachen. Ähnliche Schwierigkeiten bestehen bei vielen physiologischen Tieruntersuchungen sowie bei technischen Forschungen an Werkzeugmaschinen, Luftfahrzeugen usw. Auf Wunsch der Herren Privatdozent Dr. R. Thiel und Geheimrat Krückmann (Berliner Univers.-Augenklinik) hat Dr. Müller in Anpassung an die aufgezeigten klinischen Erfordernisse sich erfolgreich mit diesem Problem befaßt. Die Müllersche Methode schaltet die unerwünschten Grobbewegungen dadurch aus, daß auf das Untersuchungsobjekt (Auge) ein Spiegelrähmchen, enthaltend zwei parallele Spiegel, lose aufgesetzt wird. Ein derartiges Parallelspiegelsystem leitet bekanntlich ein die Spiegel nacheinander passierendes paralleles Registrierlichtbündel ungestört weiter unabhängig von seiner Gesamtlage; d. h. Bewegungen des Rähmchens durch Augendrehungen usw. ergeben keine Störungen. Beim vorliegenden System ist indes der untere Spiegel nicht fest gelagert, sondern (vgl. Abb. 27) an einem Torsionsbändchen drehbar im Spiegelrahmen aufgehängt und exzentrisch dieser Bandachse mit dem Hornhautscheitel in Berührung. Blutdruckpulsationen der Hornhaut (Augenveränderungen durch Durchwölbung) er-

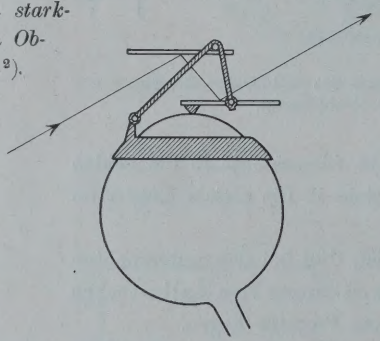


Abb. 27. Hornhautspiegel (vergrößert).

[1]) C. Müller, Frisch. [2]) C. Müller. [3]) C. Müller, Wetthauer.

geben dann Drehungen dieses Unterspiegels und damit infolge Veränderung der gegenseitigen Spiegelneigung die gewünschten, fehlerfreien Registrierstrahlkurven. Die Abb. 28 und 29 zeigen

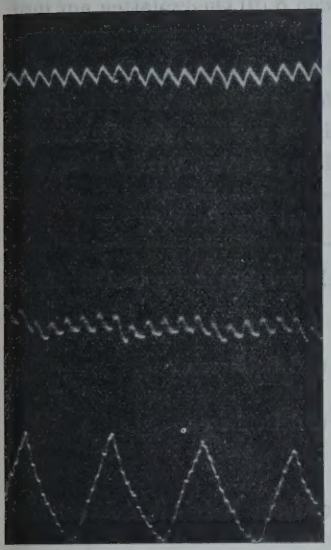


Abb. 28.

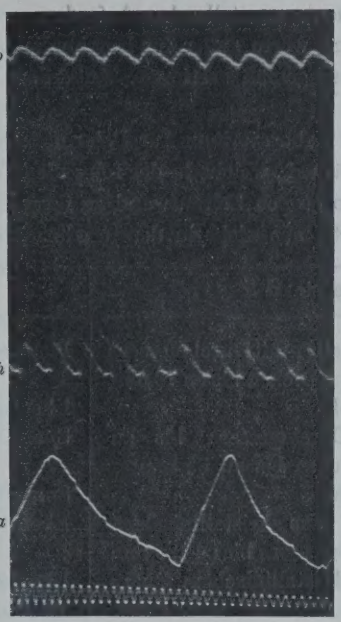


Abb. 29.

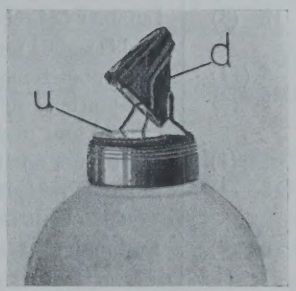


Abb. 30. Hornhaut-Tripelspiegel (vergrößert).

einige der erstmalig damit von Herrn Dr. Thiel gewonnenen Hornhautpulskurven *o* (Optische Übersetzung 1100:1) im Zusammenhang mit Pulskurven der Halsschlagader *h* und Atmungskurven *a* aufgenommen. Noch vorteilhaftere Beleuchtungs- und Anwendungsmöglichkeiten ergibt die in Abb. 30

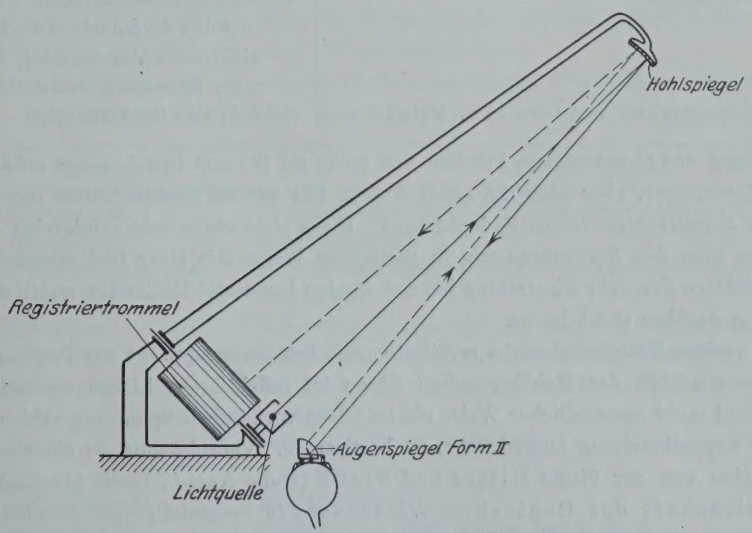


Abb. 31. Strahlengang beim Augentripelspiegel.

dargestellte, mit Autokollimation arbeitende Tripelspiegelform II, bei der mit dem beweglichen Spiegel *u* ein kleines Dachkantprisma *d* kombiniert ist. Die Beleuchtung erfolgt hier z. B. in Art der Abb. 31 gemäß den Pfeillinien (Optische Übersetzung 1400:1). Gegenüber dem sonst bei Feinmeßgeräten benutzten starren Zusammenbau ist hier apparative Zerlegung in 3 Bauteile (Lichtquelle und Registriertrommel, Beleuchtungshohlspiegel, Augenspiegel) erzielt, die je für sich

weitgehende Erschütterungsbewegungen erfahren können. Die Veröffentlichung der Arbeit ist in Vorbereitung.

176. Polarimetrische Prüfungen[1]. Während des Jahres 1928 wurden 13 (33) Saccharimeter-Quarzplatten zur Prüfung eingesandt welche den an Saccharimeterquarze zu stellenden Anforderungen genügten. Für zwei von diesen Quarzplatten wurden die Drehungswerte außer für Natriumlicht noch für die beiden Lichtarten Hg blau 4358 und Li rot 6708 wunschgemäß bestimmt. Außerdem wurden 6 (0) Quarzplatten auf ihre optische Reinheit untersucht.

177. Prüfungen auf Planparallelismus[1]. Die Prüfungsarbeiten des Laboratoriums für Polarimetrie auf dem Gebiete des Planparallelismus, der optischen Homogenität usf., welche in der folgenden Tabelle zusammengestellt sind, haben stark zugenommen und einen so großen Zeitaufwand zu ihrer Erledigung verlangt, daß die wissenschaftlichen Aufgaben des Arbeitsplans nicht in dem erwünschten Maße gefördert werden konnten.

Anzahl	Gegenstand	Art der Prüfung
12 (3)	Lummer-Gehrcke-Platten mit Durchmessern bis zu 261 mm und Dicken bis zu 19 mm	Planparallelismus, Spannung und Schlieren
5 (14)	Galvanometerspiegel	Ebenheit
3 (0)	Glasplatten mit Durchmessern bis zu 470 mm und Dicken bis zu 35 mm	Spannung und Schlieren
1 (1)	Platte aus Quarzglas	Spannung und Schlieren
3 (1)	große Probegläser aus kristallinischem Quarz mit Durchmessern bis zu 120 mm	Ebenheit
6 (0)	Etalonplatten aus kristallinischem Quarz	Ebenheit, optische Reinheit, Achsenfehler und Keilwinkel
4 (4)	Glasprismen	Ebenheit der Flächen
3 (0)	Objektive	Spannung
1 (0)	Fieberthermometer	Spannung nebst Ausarbeitung einer dafür empfindlichen Untersuchungsmethode
6 (0)	Eisstäbe	Lage der optischen Achse
5 (3)	Müllersche dünne Spiegel-Metallfolien	Ebenheit
3 (0)	Stufengitter	Auflösungsvermögen sowie teilweise Untersuchung der einzelnen Stufen auf Dickendifferenz untereinander, Planparallelismus, Spannung und Schlieren
10 (0)	Beugungsgitter aus Glas bzw. Metall	Schärfe der Spektrallinien

Die Prüfung der Ebenheit von Flächen von mehr als 100 mm Durchmesser erfolgt zwar auch örtlich durch Interferenz, aber über die ganze Fläche hin mittels Spektrometers durch Spiegelung eines am Spalt angebrachten feinen Fadenkreuzes. Diese Methode wurde erfolgreich empfindlicher gestaltet, indem man den Fernrohrauszug in geeigneter Weise mit einer Dickenmeßuhr versah, so daß sich die richtige Fernrohr-Einstellung bis auf wenige hundertel Millimeter ermitteln läßt. Eine Veröffentlichung darüber steht bevor.

178. Spannung im Glase[2]. Der im vorigen Tätigkeitsbericht erwähnte neue Interferenzapparat zur Prüfung von Platten auf Parallelismus mittels der Haidingerschen Ringe im reflektierten Lichte ermöglicht es auch, in einfachster und recht empfindlicher Weise die im Glase vorhandene Spannung zahlenmäßig, durch die Größe der Doppelbrechung ausgedrückt, zu bestimmen. Veranlassung zu einer solchen Untersuchung gab eine von der Firma Ritter und Frank (Halle Nachf., Berlin-Steglitz) im Auftrage der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft hergestellte planparallele Platte von besonders guter Beschaffenheit; diese Platte zeigte, wie Dr. Lau gefunden hatte, die Interferenzen bei verschiedenen Polarisationszuständen in verschiedenen Bildebenen. Man beobachtet mit obigem Apparat im polarisierten Lichte die Durchmesser der Interferenzringe in ihrer Abhängigkeit vom Azimut des Lichtvektors und findet so die beiden Hauptschwingungsrichtungen, nach denen das

[1]) Schönrock, Einsporn.
[2]) Schönrock.

einfallende Licht zerlegt wird, sowie den Unterschied der entsprechenden Lichtgeschwindigkeiten. Ein erster Teil dieser Messungen wird zur Zeit für die Veröffentlichung fertig gemacht.

Weitere Experimente über Druckwirkungen auf anfangs spannungsfreies Glas sollen lehren inwieweit die hier in Betracht kommenden, verhältnismäßig geringen Doppelbrechungen direkt in $\frac{\text{kg-Gew.}}{\text{mm}^2}$ ausgedrückt werden können.

179. Untersuchung von Stahlkugeln[1]. Die Prüfung der Kugelsorten mit 12,7 mm Durchmesser von elf verschiedenen Firmen des In- und Auslandes hat zu einem gewissen abschließenden Ergebnis geführt.

Für die mittlere Abweichung der mittleren Durchmesser der Kugeln einer Sorte gegen denjenigen aller Kugeln derselben Sorte haben sich Werte ergeben, die für die verschiedenen Kugelsorten zwischen 0,13 und 1,12 μ liegen; diese starken Schwankungen lassen erkennen, daß die Güte der Kugeln der einzelnen Firmen als recht verschieden zu beurteilen ist. Keine so großen Unterschiede zeigen dagegen die Werte in den Spalten 3 und 4 betreffs Rundheit der einzelnen Kugeln; die größte Durchmesser-Differenz der einzelnen Kugeln in sich beträgt im Mittel aus allen Kugeln 0,65 μ oder 0,0051 Prozent des Durchmessers. Eine auf Grund der Meßergebnisse vorgenommene topographische Auswertung der Kugeloberflächen ergab keine vorherrschende Form der Rundheit. Die Messungen werden mit Kugeln von anderen Durchmessern fortgesetzt. Eine erste Mitteilung hierüber ist im Druek (Anh., Nr. 122).

180. Durchlässigkeit von Gläsern im Ultraviolett[2]. Die quantitativen Untersuchungen von Gläsern mit gesteigerter Ultraviolettdurchlässigkeit haben gegen das Vorjahr weiter zugenommen, dagegen wurden weniger Spektrogramme angefertigt.

Bei einer größeren Anzahl der eingesandten Glasproben wurde die Messung der Abnahme der Durchlässigkeit nach Bestrahlung mit Quecksilberlicht beantragt. Die Messungen erfolgten gewöhnlich vor, nach 2 stündiger und nach 24 stündiger Bestrahlung, doch wurden auch Messungen nach dazwischenliegender Bestrahlungsdauer ausgeführt.

181. Augenuntersuchungen und Untersuchungen der Zusammensetzung des natürlichen Lichtes[2]. Infolge der starken Inanspruchnahme des Laboratoriums durch Prüfungsarbeiten wurden die geplanten Augenuntersuchungen und die Untersuchungen über die Zusammensetzung des Tages- und Sonnenlichtes, die zur Beurteilung der Nützlichkeit der Gläser mit gesteigerter Ultraviolettdurchlässigkeit von allgemeinem Interesse sind, nicht ausgeführt.

182. Objektivuntersuchungen[1]. Es wurden 3 von der Firma Ritter & Frank (Halle Nachf.) der Reichsanstalt geschenkte Quarz-Flußspat-Achromate nach der Methode der streifenden Abbildung für 4 Zonen bei den Wellenlängen $\lambda = 436$; 365; 313; 302; 265 und 253 mμ untersucht.

183. Zusammenstellung der auf Antrag ausgeführten Prüfungen[2]. Die im Laboratorium für angewandte Optik ausgeführten dioptrischen und spektroskopischen Prüfungen sind in der folgenden Tabelle zusammengestellt:

Anzahl	Gegenstand	Art der Prüfung
85 (32)	Glasproben	Lichtdurchlässigkeit für Licht verschiedener Wellenlängen
27 (100)	Glasproben	Spektrogramme
3 (7)	Zelldrahtglasproben	Lichtdurchlässigkeit für ultraviolettes Licht verschiedener Wellenlängen
4 (1)	Ferngläser	Vergrößerung, Lichtstärke, Größe des Bildfeldes usw.
7 (11)	Objektive	Linsenabstände, Krümmungsradien, Glassorten usw.
83 (0)	Brillengläser	Scheitelbrechwerte und Brechwerte für Blickwinkel von 20° und 30°
2 (0)	Brillen	Scheitelbrechwerte der torischen Gläser und Feststellung ihrer Achsenlage
1 (0)	Probeglaspaar	Krümmungsradien
1 (0)	Refraktometer	Prüfung der Skala an mehreren Stellen
1 (1)	Glasprobe	Lichtbrechungsvermögen für die *D*-Linie

184. Photometrische Vergleichungen[3]. Im Jahre 1928 wurden geprüft:

55 (96) Hefnerlampen, davon wurden

50 (68) beglaubigt,

[1]) Schönrock, Einsporn. [2]) Wetthauer. [3]) Dziobek, Spiller.

6 (1) Kohlefadenlampen als Normallampen,
345 (334) Metallfadenlampen, davon
211 (179) als Normallampen für photometrische Zwecke,
15 (35) als photometrische Normallampen bei verschiedenen Spannungen,
18 (13) als Normallampen zur Nachprüfung,
3 (3) Soffittenlampen,
73 (70) Lampen in Dauerprüfung mit insgesamt 44897 (53774) Brennstunden,
25 (32) als Normallampen für internationale Vergleichungen (England, Rußland und Frankreich),
9 (23) Lampen für allgemeine Steuerzwecke,
2 Leuchtfilme,
2 Kinoröhrenlampen,
14 Acetylenbrenner,
1 (3) Reflektor,
2 (1) Tubusphotometer,
3 Universalphotometer,
4 Proben Drahtspiegelglas } auf Lichtverlust gemessen,
2 Glasproben }
6 Kobaltfilter, visuell und spektralphotometrisch auf Durchlässigkeit gemessen
1 Grünfilter auf Durchlässigkeit bestimmt,
5 Spiegel (Reflexionsbestimmung),
4 Glasproben }
8 Farbfilter } spektralphotometrisch auf Durchlässigkeit bestimmt,
14 Brillengläser }
4 Lampen (Energieverteilung im ultravioletten Teil des Spektrums),
28 Aufnahmen mit dem Registrierphotometer.

185. Internationale Vergleichung der Einheiten[1]).

Die im Tätigkeitsbericht für 1927 (*Zeitschr. f. Instrkde.* **48.** *S. 277. 1928. Heft 6*) erwähnten internationalen Vergleichsmessungen für die Farbe der gasgefüllten Nitralampen zwischen der Reichsanstalt, dem Bureau of Standards (Washington) und dem National Physical Laboratory (London) sind durchgeführt worden; sie haben das Ergebnis gehabt, daß für diese Farbe das Verhältnis $\frac{\text{I. C. P.}}{\text{HK}}$ 1,17 beträgt.

Das Ergebnis dieser sich jetzt über 4 Jahre erstreckenden Vergleichsmessungen, die die Reichsanstalt seinerzeit angeregt hat, ist Gegenstand eingehender Diskussion auch mit den Vertretern der beteiligten Industrie auf der Tagung der Internationalen Beleuchtungskommission in Saranac Inn (Ver. St. Amer.) gewesen; man hat sich dort auf folgende Umrechnungsfaktoren geeinigt, die in einem Beschluß der Kommission niedergelegt worden sind:

1,11 für die Kohlefadenlampe,
$1{,}14_5$ für die Wolfram-Vakuumlampe,
1,17 für die Nitralampe.

186. Internationale Vergleichsmessungen des Farbensprunges[1]).

Die im Tätigkeitsbericht für das Jahr 1927 *(Zeitschr. f. Instrkde.* **48.** *S. 277. 1928. Heft 6)* erwähnten Arbeiten in der Frage der Überbrückung des Farbensprunges sind weitergefördert worden. Die notwendigen Filter sind in Zusammenarbeit mit der Firma Zeiss beschafft und nach erfolgter Ausmessung den Staatsinstituten von Amerika, England und Frankreich zu Vergleichsmessungen übergeben worden.

187. Kolorimetrie[1]).

Da sich allgemein, besonders bei den Arbeiten zur Normung der Signalgläser, das Fehlen kolorimetrischer Meßeinrichtungen weiterhin störend bemerkbar gemacht hat, sollen derartige Meßeinrichtungen eingerichtet werden; der Bau eines Apparates zur direkten Bestimmung der drei Farbkoordinaten im Helmholtz'schen Dreieck wird in Zusammenarbeit mit der Reichsanstalt von der Firma Schmidt & Haensch ausgeführt.

[1]) Dziobek, Spiller.

Die Farbtemperatur des brennenden Magnesiumbandes wurde bestimmt; die Messung ist veröffentlicht (Anh., Nr. 114).

Für die Aufnahme von Lichtverteilungskurven wurde eine automatische Dreheinrichtung entworfen und ausgeführt.

188. Lichtverteilungskurven[1]).

Für die Messung der spektralen Energieverteilung der Strahlung des glühenden Wolframs im Ultraviolett wurde eine neue Einrichtung geschaffen. Von einem der Länge nach geschlitzten elektrisch geheizten Wolframröhrchen (Schlitzbreite 0,3 mm) wurden mit einem Quarzspektrographen Aufnahmen gemacht. Es kann so die vom Wolfram emittierte Strahlung mit der aus dem Schlitz austretenden Hohlraumstrahlung verglichen werden. Ferner wurden mehrere Lampen, deren Glashüllen für ultraviolette Strahlung verschieden durchlässig waren, im ultravioletten Teil des Spektrums miteinander verglichen.

189. Energieverteilung im Ultraviolett[2]).

Der Präsident der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.
(gez.) Paschen.

Anhang.

Veröffentlichungen der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.

Allgemeines.

1. Bericht über die Tätigkeit der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt im Jahre 1927. *Zeitschr. f. Instrkde.* **48.** *S. 145, 201, 257, 1928.*
2. Wissenschaftliche Abhandlungen der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt. **11.** Heft 2, 108 S. **12.** Heft 1, 284 S. Berlin: Julius Springer, 1928.
3. Mitteilungen der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt, Abteilung I für Maß und Gewicht (11. Reihe, Nr. 7 bis 11), Berlin: Deutsches Reichsgesetzbuch für Industrie, Handel und Gewerbe. Robert & Bruno Schultz, 1928.
4. Bekanntmachung über Gasmesser mit heraufgesetzter Leistungsfähigkeit. Vom 22. Mai 1928 (Mitt. 11. R. S. 133).
5. Verordnung über Übergangsbestimmungen für die Eichung von Meßgeräten. Vom 11. Dezember 1928 (Mitt. 11. R. S. 184).
6. Bekanntmachung über Gebühren für die Beglaubigung von Fischversandgefäßen für den Eisenbahnverkehr. Vom 6. Februar 1928 (Mitt. 11. R. S. 113).
7. Verordnung über Änderung der Eichgebührenordnung. Vom 29. Juni 1928 (Mitt. 11. R. S. 153).
8. Dritte Verordnung über Änderung der Eichgebührenordnung. Vom 15. Dezember 1928 (Mitt. 11. R. S. 181).
9. Verordnung über Änderung der einstweiligen Eichgebühren für Meßeimer für Mineralöle. Vom 2. November 1928 (Mitt. 11. R. S. 183).
10. Übersicht über die Geschäftstätigkeit der Eichbehörden im Rechnungsjahr 1924 (Mitt. 11. R Beilage zu Nr. 7).
11. Übersicht über die Geschäftstätigkeit der Eichbehörden im Rechnungsjahr 1925 (Mitt. 11 R. Beilage zu Nr. 11).
12. Ätzstempel zum Aufätzen auf Glas (Mitt. 11. R. S. 137).
13. Eichstempel zum Aufschlagen auf Metalle und Jahresstempel für Plomben (Mitt. 11. R. S. 137).
14. Ätzstempel zum Aufätzen auf Glas (Mitt. 11. R. S. 186).
15. Allgemein eichfähig gewordene Gattungen von Meßwerkzeugen, mit 9 Figuren (Mitt. 11. R. S. 138 bis 144, 154 bis 156).
16. Prüfung von Waagen zum Herstellen gleicher Packungen (Mitt. 11. R. S. 114).
17. Prüfung von Gleiswaagen ohne Gleisunterbrechung (Mitt. 11. R. S. 117).
18. Prüfung von Waagen mit Taralaufgewichtseinrichtung (Mitt. 11. S. 145).
19. Selbsttätige Balkenwaage unter 5 kg zum Abwägen von freirollendem, nicht klebendem Füllgut (Mitt. 11. R. S. 149).

---

[1]) Dziobek, Spiller. [2]) Spiller.

20. Waagen mit Neigungsgewichtseinrichtungen, mit 23 Figuren (Mitt. 11. R. S. 156 bis 169).
21. Waagen zum Herstellen gleicher Packungen (Mitt. 11. R. S. 170 und 171).
22. Verzeichnis der Verfertiger-Kennzeichen der Waagenbaufirmen (Mitt. 11. R. S. 129 bis 132, 193 bis 196).
23. Endgültig zugelassene Waagen mit Neigungsgewichtseinrichtung (Mitt. 11. R. S. 172 bis 175).
24. Übersicht über probeweise zur Eichung zugelassene Waagen mit Neigungsgewichtseinrichtung (Mitt. 11. R. S. 176 bis 179).
25. Bekanntmachungen über Prüfungen und Beglaubigungen durch die Elektrischen Prüfämter. Nr. 249 bis 264. *Reichsministerialblatt* **55.** *S. 523, 547, 574, 587. 1927.* **56.** *S. 50, 63, 90, 101, 220, 273, 337, 364, 390, 577. 1928. Elektrotechn. Zeitschr.* **49.** *S. 100, 140, 215, 296, 436, 542, 616, 688, 824, 1048, 1192, 1266, 1336, 1406, 1480, 1819. 1928.*
26. Prüfungsbestimmungen für Zähigkeitsmesser nach Engler. *Chemikerztg.* **52.** *S. 897. 1928; Erdöl u. Teer* **4.** *S. 564. 1928.*
27. Bekanntmachung über die Beglaubigung der Aneroid-Barometer. *Reichsministerialblatt* **56.** *S. 394. 1928.*

Präsidial-Abteilung.

Amtliche Veröffentlichungen.

28. Beuthe, Die *L*-Serie des Rheniums. *Zeitschr. f. Physik* **46.** *S. 873. 1928.*
29. Beuthe, Weitere röntgenspektroskopische Messungen in der *L*- und *M*-Serie des Rheniums. *Zeitschr. f. Physik* **50.** *S. 762. 1928.*
30. Bothe, Über Radiumnormallösungen. *Zeitschr. f. Physik* **46.** *S. 896. 1928.*
31. Bothe, Bemerkung über die Reichweite von Atomtrümmern. *Zeitschr. f. Physik* **51.** *S. 613. 1928.*
32. Bothe und Fränz, Atomtrümmer, reflektierte α-Teilchen und durch α-Strahlen erregte Röntgenstrahlen. *Zeitschr. f. Physik* **49.** *S. 1. 1928.*
33. Bothe und Fränz, Untersuchungen über die durch α-Strahlen erregte Röntgenstrahlung. *Zeitschr. f. Physik* **52.** *S. 466. 1928.*
34. Fischer und Tepohl, Zur Bestimmung der Löslichkeit des Glases in Wasser durch Extraktion des Glasgrießes bestimmter Korngröße und Wägung des Abdampfrückstandes. *Glastechn. Berichte* **6.** *S. 532. 1928.*
35. Frerichs, Stoß zweiter Art, Anregung und Wiedervereinigung in der Glimmentladung. *Ann. d. Physik (4)* **85.** *S. 362. 1928.*
36. Gremmer, Ergänzungen zu den Spektren des Neons, Argons und Kryptons. *Zeitschr. f. Physik* **50.** *S. 716. 1928.*
37. Meißner, Das neue Kältelaboratorium der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt in Berlin. *Physikal. Zeitschr.* **29.** *S. 610. 1928; Zeitschr. d. Ver. d. Ing.* **72.** *S. 1069. 1928.*
38. Meißner, Messungen mit Hilfe von flüssigem Helium. III. Widerstand von Metallen. Supraleitfähigkeit von Tantal. Beiträge zur Erklärung der Supraleitfähigkeit. Spezifische Wärme des gasförmigen Heliums. (Zum Teil nach Messungen mit Voigt und Adelsberger.) *Physikal. Zeitschr.* **29.** *S. 897. 1928.*
39. Paschen, Das erste Funkenspektrum des Quecksilbers Hg II. Sitzungsber. Berl. Akad. 1928, S. 536. Nr. 31.

Private Veröffentlichungen.

40. Bothe und Kolhörster, Eine neue Methode für Absorptionsmessungen an sekundären β-Strahlen. *Die Naturwiss.* **16.** *S. 1045. 1928.*
41. Fischer und Tepohl, Zur Bestimmung der Lösungsalkalität von gekörntem Glas. *Sprechsaal* **61.** *S. 847. 1928.*
42. Kolhörster, Registrierapparate für Fadenelektrometer. *Zeitschr. f. Physik* **47.** *S. 449. 1929.*
43. Kolhörster, Gammastrahlen an Kaliumsalzen. *Naturwissenschaften* **16.** *S. 28. 1928; Forschungen u. Fortschritte* **4.** *S. 172. 1928.*
44. Kolhörster, Beobachtung der durchdringenden Strahlung während der Sonnenfinsternis vom 29. Juni 1927 in Berlin. *Zeitschr. f. Physik* **48.** *S. 95. 1928.*

45. Kolhörster, Bemerkungen zu der Arbeit des Herrn Steinke: Neue Untersuchungen über die durchdringende Heßsche Strahlung. *Zeitschr. f. Physik* **51.** *S. 899. 1928.*

46. Kolhörster, Eine neue Methode zur Richtungsbestimmung von Gammastrahlen (Vorläufige Mitteilung). *Die Naturwiss.* **16.** *S. 1044. 1928.*

47. Kolhörster (gemeinsam mit Bergwitz, Heß und Schweidler), Feststellung zur Geschichte der Entdeckung und Erforschung der kosmischen Höhenstrahlung (Ultragammastrahlung). *Physikal. Zeitschr.* **29.** *S. 705. 1928.*

48. Meißner, Das Kältelaboratorium der Phys.-Techn. Reichsanstalt. *Die Umschau* **32.** *S. 894. 1928.*

49. Scheel (mit Geiger), Herausgabe des Handbuches der Physik. Berlin: Julius Springer, 1928; 1928 sind weitere 4 Bände erschienen.

Abteilung I.

Private Veröffentlichungen.

50. Drewitz, Bearbeitung und kritische Besprechung der Judikatur im Maß- und Gewichtsrecht. *Jurist. Wochenschr. 1928, Heft. 10. S. 670; Heft 12/13, S. 829; Heft 26, S. 1659; Heft 27, S. 1756 und 1759.*

Abteilung II.

Amtliche Veröffentlichungen.

51. Behnken, Zur Frage der Röntgendosiseinheit. *Strahlentherapie* **29.** *S. 192. 1928.*

52. Behnken und Jaeger, Die Eichung von Röntgendosismessern mit Radium. *Strahlentherapie* **29.** *S. 483. 1928.*

53. Giebe und Scheibe, Piezoelektrische Kristalle als Frequenznormale. *Elektr. Nachrichten-Technik* **5.** *S. 65. 1928.*

54. Güntherschulze, Zusammenhang zwischen Stromdichte und Kathodenfall der Glimmentladung bei Verwendung einer Schutzringkathode und Korrektion der Temperaturerhöhung des Gases. *Zeitschr. f. Physik* **49.** *S. 358. 1928.*

55. Güntherschulze, Die Abhängigkeit des normalen Kathodenfalles der Glimmentladung von der Gasdichte. *Zeitschr. f. Physik* **49.** *S. 473. 1928.*

56. R. Jaeger, Beitrag zur Frage der Normung der kleinen Ionisationskammer. *Strahlentherapie* **30.** *S. 567. 1928.*

57. R. Jaeger, Eine Kompensationsmethode zur Messung schwacher Ströme. *Zeitschr. f. Physik* **52.** *S. 627. 1928.*

58. W. Jaeger und v. Steinwehr. Verbrennungswärme der Benzoesäure in internationalen Joule. *Zeitschr. f. physikal. Chemie* **135.** *S. 305. 1928.*

59. Kußmann, Über das Monel-Metall. Teil II. Magnetisierungskurven. *Zeitschr. f. Metallkde.* **20.** *S. 406. 1928.*

60. Kußmann und Scharnow, Über die Theorie der Heuslerschen Legierungen. *Zeitschr. f. Physik* **47.** *S. 770. 1928.*

61. Kußmann und Scharnow, Über Härte und magnetische Eigenschaften von Eisen-Kupferlegierungen und ihre Beziehungen zum Zustandsdiagramm. *Zeitschr. f. anorg. Chemie* **178.** *S. 317. 1929.*

62. Schering und R. Vieweg, Meßkondensator für Höchstspannungen. *Zeitschr. f. techn. Physik* **9.** *S. 442. 1928.*

63. Schulze, Messung der Magnetostriktion an einigen Legierungsreihen. *Zeitschr. f. techn. Physik* **8.** *S. 495. 1927.*

64. Schulze, Hat das Aluminium einen Umwandlungspunkt? *Zeitschr. f. Physik.* **49.** *S. 146. 1928.*

65. Schulze, Magnetostriktion. I. *Zeitschr. f. Physik* **50.** *S. 448. 1828.*

66. Schulze, Über die thermische Ausdehnung von Eisenlegierungen. *Zeitschr. f. techn. Physik* **9.** *S. 338. 1928.*

67. Schulze, Über das Monel-Metall. Teil I. Elektrische und thermische Eigenschaften und Magnetostriktion. *Zeitschr. f. Metallkde.* **20.** *S. 403. 1928.*

68. v. Steinwehr und Schulze, Neubestimmung der internationalen elektrischen Widerstandseinheit. *Ann. d. Physik (4)* **87.** *S. 769. 1928.*

Private Veröffentlichungen.

69. Behnken, Abschnitte über Röntgenstrahlen und deren Untersuchungsmethoden in Geiger-Scheel, *Handbuch der Physik* **19.** *Berlin 1928.*

70. Behnken, Abschnitt über Röntgendosimetrie in Lazarus, Handbuch der gesamten Strahlenheilkunde, Biologie, Pathologie und Therapie, München 1928.

71. Behnken, Über die Auslösung von Elektronen durch Röntgenstrahlen (nach gemeinsamen Versuchen mit R. Jaeger). *Physikal. Zeitschr.* **29.** *S. 836. 1928.*

72. Behnken und Jaeger, The Standardization of X-Ray dosage. *Radiology*, April 1928.

73. Engelhardt, Über die Natur der menschlichen Sprachlaute. *Helios, Radio-Handel u. -Export* **34.** S. 54. 1928.

74. Engelhardt, Über das Wesen der Fließarbeit. *Ekkehard* **9.** *S. 93. 1928.*

75. Engelhardt, Burbergs Reform der Fließarbeit. *Die Tat* **20.** *S. 381. 1928.*

76. Engelhardt, Zur Soziologie des Rundfunks. *Helios, Radio-Handel und -Export* **34.** S. 141. 1928.

77. R. Jaeger, Bericht über physikalisch-technische, auf dem II. Internationalen Radiologenkongreß in Stockholm behandelte Fragen, insbesondere der Röntgenstrahlendosimetrie und des Strahlenschutzes in I. Wetterer, Internationale Radiotherapie, Darmstadt 1927/28.

78. R. Jaeger, Internationale Röntgenstrahlen-Standardisierungskommision in Wetterer wie oben.

79. Kußmann, Über die Fragen der Alterung und Magnetisierbarkeit von Al-Cu-Mn-Legierungen. *Zeitschr. f. Metallkde.* **20.** *S. 258. 1928.*

80. Linckh und R. Vieweg, Eine einfache Anordnung für stroboskopische Untersuchungen. *Zeitschr. f. Instkde.* **48.** *S. 416. 1928.*

81. Scheibe, Piezoelektrische Kristalle als Resonatoren und Oscillatoren. *Helios, Radio-Handel und -Export* **5.** *H. 5 — 10. 1928.*

82. Zickner, Über Kondensatoren und ihre Eichung. *Helios, Radio-Handel und -Export* **5.** *S. 1, 9, 17, 25, Heft 1 — 4. 1928.*

83. Zickner, A Bridge for the Measurement of Inductance and Capacity. *Experimental Wireless* **5.** *S. 280, Heft 56. 1928.*

Abteilung III.

Amtliche Veröffentlichungen.

84. Ebert, Ausdehnungmessungen bei tiefen Temperaturen. *Zeitschr. f. Physik* **47.** *S. 712. 1928.*

85. Erk, Zähigkeitsmessungen und Untersuchung von Viskosimetern. *Zeitschr. d. Ver. d. Ing.* **72.** *S. 11. 1928.*

86. Erk, Über die Handhabung des Englerschen Zähigkeitsmessers. *Glas und Apparat* **9.** *S. 253. 1928.*

87. Henning und Otto, Abänderung der gesetzlichen Temperaturskala. *Zeitschr. f. Physik* **49.** *S. 742. 1928.*

88. Henning und Tingwaldt, Die Temperatur der Azetylen-Sauerstoffflamme. *Zeitschr. f. Physik* **48.** *S. 805. 1928.*

89. Jakob, Die Verdampfungswärme des Wassers und das spezifische Volumen von Sattdampf für Temperaturen bis 210° C. Forschungsarbeiten auf dem Gebiete des Ingenieurwesens, Heft 310, S. 9. 1928.

90. Jakob und Erk, Wärmedehnung des Eises zwischen 0 und — 253°. *Zeitschr. für die ges. Kälteindustrie* **35.** *S. 125. 1928.*

91. Jakob und Erk, Der Wärmeübergang beim Kondensieren von Heiß- und Sattdampf. Forschungsarbeiten auf dem Gebiete des Ingenieurwesens. Heft 310. S. 1. 1928.

92. Jakob und Kretzschmer, Die Durchflußzahlen von Normaldüsen und Normalstaurändern für Rohrdurchmesser von 100 bis 1000 mm. Forschungsarbeiten auf dem Gebiete des Ingenieurwesens. Heft 311. S. 1. 1928.

93. Moser, Der Tripelpunkt des Wassers als Fixpunkt der Temperaturskala. *Ann. d. Physik.* (Im Druck.)

Private Veröffentlichungen.

94. Ebert, Pseudohochvakuum. *Glas und Apparat* **9.** *S. 135. 1928.*

95. Ebert, Fortschritte der Vakuumtechnik I. *Glas und Apparat* **9.** *S. 151. 1928.*

96. Erk, Lager. *Zeitschr. d. Ver. d. Ing.* **72.** *S. 381. 1928.*

97. Erk, Unsere Kenntnis der Zähigkeit von Quecksilber. *Zeitschr. f. Physik* **47.** *S. 886. 1928.*

98. Henning, Ferdinand Kurlbaum. *Physikal. Zeitschr.* **29.** *S. 97. 1928.*

99. Henning, Notiz über die Temperaturmessung zwischen 20 und 90° abs. *Die Naturwiss.* **16.** *S. 617. 1928.*

100. Henning und Tingwaldt, Die Temperaturverteilung in der Azetylen-Schweißflamme *Zeitschr. d. Ver. d. Ing.* **72.** *S. 1828. 1928.*

101. Jakob, Dynamische und kinematische Zähigkeitszahl. *Zeitschr. f. technische Physik* **9.** *S. 21. u. S. 77. 1928.*

102. Jakob, Wärmeübertragung. *Zeitschr. d. Ver. d. Ing.* **72.** *S. 341. 1928.*

103. Jakob, Versuche aus dem Gebiete der Wärmekraftforschung. *Zeitschr. d. Ver. d. Ing.* **72.** *S. 379. 1928.*

104. Jakob, Planmäßige wärmetechnische Forschung. *Die Naturwiss.* **16.** *S. 533. 1928.*

105. Jakob, Zur Frage des Wärmeüberganges bei kondensierendem Dampf. *Forschungsarbeiten auf d. Gebiet des Ingenieurwesens, Heft 300. S. 14. 1928.*

106. Jakob, Technische Physik. *Zeitschr. d. Ver. d. Ing.* **72.** *S. 811. 1928.*

107. Jakob, Neue Fortschritte der wärmetechnischen Forschung. *VDI-Nachrichten* **8.** *Nr. 49. S. 3. 1928.*

108. Jakob, Die Notgemeinschaft der deutschen Wissenschaft und ihre Bedeutung für die technische Forschung. *VDI-Nachrichten* **8.** *Nr. 52. S. 1. 1928.*

109. Jakob, Die Tätigkeit des National Physical Laboratory im Jahre 1927. *Zeitschr. d. Ver. d. Ing.* **72.** *S. 1683. 1928.*

110. Jakob, Arbeiten der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt im Jahre 1927. *Zeitschr. d. Ver. d. Ing.* **72.** *S. 1551. 1928.*

111. Jakob, Ergebnisse der Wasserdampfforschung in Amerika. *Zeitschr. d. Ver. d. Ing.* **72.** *S. 1266. 1928.*

112. Jakob und Fritz, Anwendbarkeit der einfachsten Druckformel für Düsen und Stauränder. *Zeitschr. d. Ver. d. Ing.* **72.** *S. 116. 1928.*

113. Otto, Über die Kompressibilität von Gasen, insbesondere bei tiefen Temperaturen. *Zeitschr. f. d. gesamte Kälte-Ind.* **35.** *S. 238. 1928.*

Abteilung IV.

Amtliche Veröffentlichungen.

114. Dziobek, Die Farbtemperatur des Magnesiumlichts. *Zeitschr. f. wissensch. Photogr.* **25.** *S. 287. 1928.*

115. Frisch, Ein Gerät zum Ausmessen von Spektralphotographien, Registrieraufnahmen und dergleichen, *Zeitschr. f. Physik* **49.** *S. 293. 1928.*

116. Lau, Die rote Wasserstofflinie in der positiven Lichtsäule. *Zeitschr. f. Physik* **48.** *S. 824. 1928.*

117. Lau, Entladungsrohr für photometrische Messungen, insbesondere im Ultraviolett. *Zeitschr. f. Instrkde.* **48.** *S. 284. 1928.*

118. Lau, Methoden zur Steigerung der Leistungsfähigkeit von Interferenzspektroskopen. *Zeitschr. f. Instrkde* **49.** *S. 57. 1929.*

119. Müller, Über die Realisierung einer rationellen Lichteinheit mit Hilfe absoluter Messung der Gesamtstrahlung. *Zeitschr. f. Physik* **47.** *S. 751. 1928.*

120. Müller, Über die Ausschaltung von Störungen und Empfindlichkeitsabweichungen bei registrierender Photometrierung. *Zeitschr. f. techn. Physik* **9.** *S. 154. 1928.*

121. Müller u. Frisch, Registrierendes Präzisionsgerät für sehr schwache Ströme (Lichtintensitäten, Ionisationsvorgänge usw.). *Zeitschr. f. techn. Physik* **9.** *S. 445. 1928.*

122. Schönrock u. Einsporn, Interferometrische Methode zur Untersuchung von Stahlkugeln auf ihre Gestalt sowie zur Prüfung der Hertzschen Druckgleichungen. *Zeitschr. f. Instrkde.* ***49.*** *1929.* (Im Druck.)

Private Veröffentlichungen.

123. Angenheister u. Lau, Seismographische Aufnahme der Herztätigkeit. *Die Naturwissenschaften.* ***16.*** *S. 514. 1928.*

124. Gehrcke, Über die Haidingerschen Polarisationsbüschel auf der Macula. *Archiv f. Ophthalmologie* ***120.*** *S. 567. 1928.*

125. Lau, Über die Veränderlichkeit des persönlichen Rhythmus. *Psychotechn. Zeitschr.* ***3.*** *S. 101. 1928.*

126. Schönrock, Polarimetrie. *Handbuch d. Physik* ***19.*** *S. 705. 1928.*

Ein verbesserter Ballontheodolit.

Von
Regierungsrat Dr. **Kölzer** in Berlin.

Vor etwa zwei Jahren hat die Firma Ed. Sprenger-Berlin den nachfolgend beschriebenen Ballontheodolit herausgebracht, bei dem unter meiner Mitwirkung verschiedene Verbesserungen, wie sie sich aus der Praxis der Messungen ergaben, berücksichtigt worden sind. In einzelnen Teilen sind auch Neukonstruktionen ausgeführt worden, die sich durchaus bewährt haben.

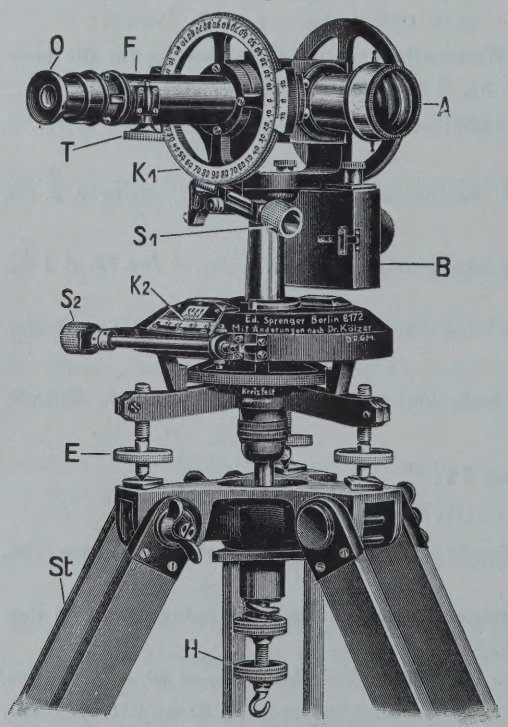


Abb. 1.

Wie aus Abb. 1 zu ersehen ist, hat der Ballontheodolit den üblichen Dreifuß mit Stengelschraubenbefestigung H, eine Stehachse und 3 Stellschrauben E; das Ganze ruht auf einem Stativ St mit Aluminiumbronzekopf, wobei die Stellschraubenfüße in besonderen Nuten geführt werden Auf der Alhidade befinden sich zum Ausrichten des Instruments 2 Röhrenlibellen mit einer Empfindlichkeit von 45 sec. Das Instrument ist in einem besonderen Kasten nach Abb. 3 untergebracht.

Der Horizontalkreis K_2 ist verdeckt, hat einen Durchmesser von 15,5 cm sowie 2 gegenüberliegende Nonien, die eine direkte Ablesung von 6 Minuten und eine Schätzung noch von 2 Minuten gestatten. Der Horizontalkreis ist für sich drehbar befestigt, die Spindeln S_1 und S_2 (Feintriebe) für die Bewegung des Vertikal- bzw. Horizontalkreises sind ausklinkbar.

Das Instrument hat ein gebrochenes Fernrohr mit Fadenkreuz, Kimme und Korn (Suchern), 300 mm Brennweite und eine 20fache Vergrößerung. Das Okular ist besonders konstruiert und besitzt einen weiten Augenabstand. Am Fernrohr sind 2 Höhenkreise K_1 von 12 cm Durchmesser befestigt, deren Nullpunkte und Nonien um 90 Grad zueinander versetzt sind. Die direkte Ablesemöglichkeit beträgt 6 Minuten mit einer Schätzungsmöglichkeit bis zu 2 Minuten. Hierdurch eignet sich der Theodolit gleich-

zeitig zur Vermessung der für Doppel- und Mehrfachanschnitte erforderlichen Standlinien mit einer für den besonderen Zweck hinreichenden Genauigkeit.

Mit diesem Vorteil verbindet das Instrument eine Reihe weiterer gegenüber den handelsüblichen Theodoliten gleicher Art, die sich auf seine Verwendung für besondere Zwecke — es soll in erster Linie zur Verfolgung von Pilotballonen mittels Einfach- und Mehrfachanschnitten bei Tage und bei Nacht dienen — beziehen.

An erster Stelle sei hier die Drehbarkeit des Horizontalkreises genannt. Der Horizontalkreis ist mittels Speichenrad und dazwischenliegender Klemmscheibe feststellbar. Die Drehrichtung zur Feststellung des Horizontalkreises ist, wie aus Abb. 1 ersichtlich, durch die Aufschrift „Kreis fest" auf dem Dreifuß und einen entsprechenden Pfeil kenntlich gemacht. Die Klemmscheibe wird durch Stifte geführt und dadurch verhindert, daß beim Festklemmen oder Lösen ein Verschieben des Kreises gegenüber den Nonien eintritt. Im Gegensatz zu den bisherigen Konstruktionen ist der Horizontalkreis vom Schneckenring getrennt; letzterer sitzt fest am Dreifuß. Der Hauptvorteil dieser Konstruktion besteht darin, daß bei der Nullstellung des Horizontalkreises nicht immer dieselbe Gewindestelle benutzt wird, wodurch ein einseitiger Verschleiß des Gewindes vermieden wird. Dies wirkt sich günstig sowohl auf die Leistungsfähigkeit als auch auf die Lebensdauer des Theodoliten aus. Die übrigen mit der Drehbarkeit des Horizontalkreises verbundenen Vorteile besonders für die Einstellung des Theodoliten auf Richtpunkte bei Nacht bleiben bestehen.

Als weitere Verbesserung sei genannt, daß die Schneckenringe am Vertikal- und Horizontalkreis ebenso wie die Feintriebe S_1 und S_2 an Stelle des einfachen ein zweifaches Gewinde erhalten haben. Hierdurch wird bei der Verfolgung des Objektes im äußersten Fall eine etwa doppelt so schnelle Winkelgeschwindigkeit als bisher erzielt. Dies spielt besonders beim Mehrfachanschnitt eine Rolle, da die Richtungsänderungen für die einzelnen Meßpunkte zeitlich verschieden sind und fast stets auch große Unterschiede untereinander zeigen. Der Beobachter muß das Objekt schnell verfolgen können, ohne die Feintriebe auszuklinken. Die Erfahrung hat gezeigt, daß bei ausgeklinkten Feintrieben eine exakte Ablesung zu den Beobachtungszeiten nicht zustande kommt; ganz läßt sich das Ausklinken der Feintriebe natürlich nicht vermeiden, aber es soll nach Möglichkeit auf Ausnahmefälle beschränkt werden, und das wird durch die vorliegende Ausführung in Verbindung mit einigen weiteren Verbesserungen erreicht.

Dem gleichen Zweck dient die besonders groß ausgeführte Form der Knöpfe an den Feintrieben, sie hat den weiteren Vorteil, daß diese Knöpfe bei sehr kaltem Wetter auch mit dicken Handschuhen bedient werden können.

Wie schon erwähnt, zeichnet sich das Okular durch einen weiten Augenabstand aus. Dasselbe wurde besonders konstruiert und liefert in Verbindung mit der 20fachen Vergrößerung des Fernrohrs eine besonders große Helligkeit (4) und ein großes Gesichtsfeld von $2^0 50'$. Die Vorteile dieser Konstruktion sind zweifacher Art: Die günstigen Helligkeitsverhältnisse bei der gewählten Vergrößerung wirken sich in der Erreichung großer Höhen bei der Verfolgung von Zielen kleinster Dimension aus, das große Gesichtsfeld in Verbindung mit den oben genannten Vorteilen erleichtert das Festhalten beweglicher Ziele mit schnellen Winkeländerungen für einige Sekunden bei unbeweglichen Feintrieben während der Ablesungen. Ferner besitzt das Okular eine besonders große Augenmuschel und eine vorsteckbare Gelbblende. Die Gelbblende wurde absichtlich nicht fest mit dem Okular verbunden, um die in der Mehrzahl aller Pilotvisierungen wichtigeren Vorteile eines großen Gesichtsfeldes voll auszunutzen. Die

Praxis hat auch gezeigt, daß die Gelbblende fast nur benötigt wird, wenn die Sonne direkt in das Objektiv hineinscheint, und dieser Fall tritt selten auf.

Bei den Ballontheodoliten muß infolge der Beweglichkeit des Zieles alles auf schnelle Ablesemöglichkeit in kurzer Zeit eingestellt sein, wobei auch die Reihenfolge der Ablesungen, erst Höhenwinkel, dann Seitenwinkel, für die Güte des Resultates nicht ohne Bedeutung ist. Sowohl beim Einfach- als auch beim Mehrfachanschnitt müssen ferner während der Dauer der Ablesung die Feintriebe unbeweglich bleiben, nachdem das Objekt vorher genau in den Schnittpunkt des Fadenkreuzes gebracht wurde, aber die Dauer der Unbeweglichkeit der Feintriebe hängt von der Dauer des Verweilens des Objektes im Gesichtsfeld ab, d. h. von der Windgeschwindigkeit. Bei lebhaften Winden bleibt das Objekt besonders in den ersten Minuten nach dem Aufstieg, aber auch in späteren Minuten bei Mehrfachanschnitten an einzelnen Meßpunkten infolge großer Winkeländerungen meist nur wenige Sekunden im Gesichtsfeld. Dieser häufig auftretenden Schwierigkeit ist beim Theodolit Sprenger durch eine möglichst große und gut hervortretende Ausführung der Zahlen an den Höhenkreisen und an den Nonien Rechnung getragen. Ferner sind die Ziffern der Höhenkreise und der Nonien für steigende Winkel schwarz, für fallende Winkel rot eingelassen. Dieser Gedanke ist an sich zwar nicht neu, jedoch bisher bei den mir bekannten Theodoliten nicht zur Ausführung gelangt, in der Praxis sind damit gute Erfahrungen gemacht worden.

Eine besondere Lösung ist für die Ausführung der Beleuchtung für Ablesungen während der Nachtstunden gefunden worden. Die in Abb. 1 mit *B* bezeichnete Beleuchtungsvorrichtung ist so angebracht, daß sie auch bei Beobachtungen am Tage die Ablesung der Nonien nicht beeinträchtigt. Der mittels Federverschluß einschiebbare Kasten enthält eine einfache Taschenlampenbatterie zum Betrieb einer 3,5-Voltlampe. Die Lampe bestrahlt mit ausreichender Helligkeit durch 2 kleine Schlitze nur die zum Ablesen benötigten Stellen am Horizontal- und Vertikalkreis, ohne den Beobachter am Okular zu stören. Eine wenn auch nur vorübergehende Blendung des Beobachters durch einfallendes Licht hat oft zur Folge gehabt, daß das Ziel vorzeitig verloren ging. Die hier gefundene Lösung stellt einen wesentlichen Fortschritt gegenüber der bisherigen Methode dar, bei der der Beobachter von den störenden Lichteinflüssen der Umgebung durch ein lose befestigtes Dunkeltuch getrennt war, während die Ablesungen mit Hilfe einer von Hand bedienten Taschenlampe oder Stablampe erfolgten. Der Strahlengang der Beleuchtungsvorrichtung für die Nonien am Horizontal- und Vertikalkreis ist aus den beigefügten Skizzen in Abb. 2 ersichtlich. Soweit die Buchstaben nicht schon eingangs erläutert wurden, bedeuten: N_1 = Nonius

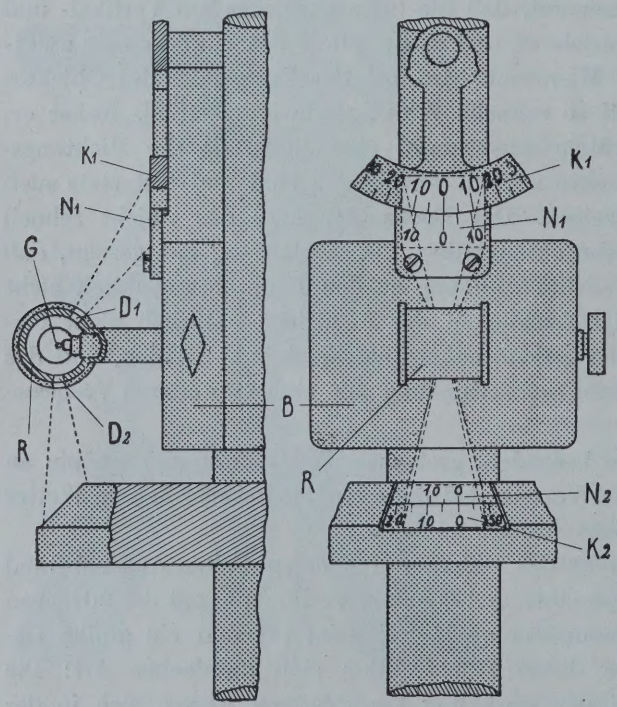


Abb. 2.

am Höhenkreis, N_2 desgl. am Horizontalkreis; G = Glühbirne; R = Richtgehäuse für Lichtkegel; D_1 und D_2 = Durchbrüche für die Lichtkegel.

Der Frage der Beleuchtung des Fadenkreuzes wurde besondere Beachtung geschenkt. Zurückliegende Versuche hatten gezeigt, daß die meisten in Gebrauch befindlichen Beleuchtungseinrichtungen für das Fadenkreuz für den vorliegenden Zweck nicht verwendbar waren. Der Grund ist darin zu suchen, daß das Zielobjekt im Laufe der Beobachtung immer lichtschwächer wird, so daß jede Beleuchtung des Fadenkreuzes eine möglichst lange Verfolgung des Pilotballons bei Nacht beeinträchtigt und somit auf Kosten der erreichbaren Höhe geht. Es zeigte sich ferner, daß ein geübter Beobachter ein gutes Gefühl dafür hat, ob das Zielobjekt in der Mitte des sich gut vom Nachthimmel abhebenden Diaphragmas des Theodoliten befindet, und so wurde mit Rücksicht auf die Steigerung der erreichbaren Höhen bei Nachtaufstiegen auf die Beleuchtung des Fadenkreuzes verzichtet. Die bei Mehrfachanschnitten durchgeführte Kontrolle zeigte, daß man evtl. Fehler der Einstellung im Augenblick der Ablesung eliminieren kann. Es soll aber zugegeben werden, daß dies noch keine Ideallösung darstellt und daß neuerdings eine Lösung gefunden zu sein scheint, bei der die Beleuchtung des Fadenkreuzes nicht die oben erwähnten Nachteile für das Zielobjekt besitzt. Bei den jetzigen Theodoliten ist diese Beleuchtung noch nicht zur Ausführung gekommen.

Die Befestigung des Theodoliten erfolgt mittels aufschraubbarem Federstengel. Die Stativbeine sind durch Kappen geschützt; hierdurch wird das früher häufig beobachtete Platzen der Stativbeine vermieden. Die Stativbolzen haben Konterschrauben, damit die Muttern nicht verloren gehen.

In Abb. 3 ist die Unterbringung des Theodoliten in einem Kastenschrank veranschaulicht. Das Instrument wird mit einer Bodenschraube auf einem Schlitten S befestigt und durch Klötze, die im Schrank angebracht sind, sowie durch den Riegel V spannungsfrei gehalten. Der Schlitten ist mittels Klemmschraube L im Schrank festgelegt, die Stengelschraube wird durch einen Druckklotz P in ihrer Lage festgehalten. Die Ausführung dieser Befestigung hat sich auf Transporten in hohem Maße bewährt, selbst stärkere Erschütterungen während des Transportes, die absichtlich zur Prüfung dieser Frage vorgenommen wurden, haben sich in keiner Weise auf das Instrument übertragen. Dadurch gewinnt diese Unterbringung, die zusammen mit allem Zubehör (außer Stativ) das Gewicht des Theodoliten gegenüber ähnlichen Instrumenten nur unwesentlich erhöht (Theodolit und Kasten wiegen zusammen 18,5 kg), eine große praktische Bedeutung für alle Fälle, in denen ein häufiger Transport des Instrumentes notwendig wird, z. B. bei Expeditionen u. a. Der Kasten ist aus Sperrholz gefertigt und hat innen und außen Schellaküberzug, die Tür ist durch durchgehendes Messingscharnier und Schloß sowie durch besonders konstruierte Schließer noch gesondert gegesichert. Der Schrank ist mit einem Rückenpolster und mit einer Tragevorrichtung versehen.

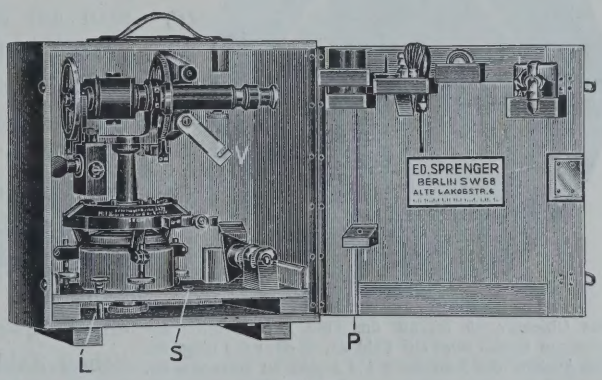


Abb. 3.

Zusammenfassend bemerke ich, daß der hier beschriebene Theodolit mit wesentlichen Verbesserungen ausgestattet worden ist, die ihn zur Pilotvisierung bei Tage und bei Nacht besonders geeignet erscheinen lassen.

Ein neues Konimeter.

Von
Dr. **F. Löwe** in Jena.
(Mitteilung aus der optischen Werkstätte von Carl Zeiss.)

Das Konimeter dient zur Beurteilung des Staubgehaltes in irgendwelchen Betriebsräumen, z. B. in einer Mühle, einer Fabrik oder einem Bergwerke. Man betrachtet in einem Handmikroskop, dem Hauptbestandteile des Konimeters, die Staubmenge, die durch eine pneumatische Kammer auf dem Objektträger, einer runden Glasplatte, niedergeschlagen wird und bildet sich ein Urteil über die Art und Menge des Staubes. Für die im folgenden zu beschreibende neue Form des Apparates stellte Herr Bergingenieur Flugge de Smith, Johannesburg, seine langjährigen Erfahrungen im südafrikanischen Minenbetriebe dankenswerterweise zur Verfügung.

Um vergleichbare Beobachtungsergebnisse zu erhalten, nimmt man immer ein bekanntes Luftvolumen als Probe, in der vorliegenden Konstruktion in der Regel 5 ccm, nur bei besonders hohem Staubgehalte 2,5 ccm. Die kreisrunde, als Objektträger dienende starke Glasplatte ist um ihren Mittelpunkt drehbar, eine ringförmige Zone nahe dem Rande ist in 30 gleiche, bezifferte Felder geteilt. Durch eine Einschnappvorrichtung kann man jedes Feld vor die feine Düse, im Felde 23 in Abb. 1, aus der die Luftprobe herausgeblasen wird, oder vor das Objektiv *Ob* des Mikroskops bringen. So kann man auf einer Platte 30 Spuren von Luftproben auffangen. Ist die erste Platte voll bestäubt, so wird sie mit wenigen einfachen Handgriffen gegen eine zweite, diese nach 30 Proben gegen eine dritte usf. ausgewechselt. Der Plattenbehälter, der 5 Platten enthält, ist so eingerichtet, daß die bestäubten Platten sich nicht berühren und beschädigen können. Man kann also z. B. auf einem Rundgange durch ein Bergwerk mit dem Apparat und der üblichen Zahl von Platten 180 Luftproben sammeln, um sie dann an der Hand des Beobachtungsprotokolls im Laboratorium zu durchmustern.

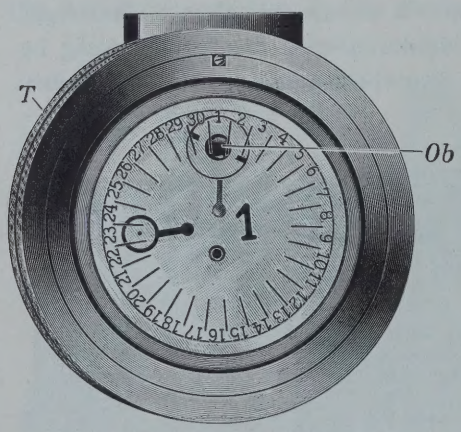


Abb. 1. Die Objektscheibe (2/3 nat. Gr.) Das Objektiv *Ob* ist auf das Feld 1 eingestellt; die schwarze Marke zeigt auf Feld 23, in dem die Düse für den Austritt der Luftprobe als Punkt zu erkennen ist.

Die zweite Art des Gebrauchs besteht darin, daß man sich am Orte der ersten Probenahme sofort durch Beobachtung des ersten Staubfeldes von der Art und der Menge des Staubes überzeugt; so kann man von dem Einflusse bestimmter Umstände, z. B. von der Art der Zuführung der Frischluft, von der Wirkung der mutwilligen Öffnung von Wettertüren, von der vorüberfahrender Transportkarren, oder des Fahrstuhls an der Schachtanlage sich sofort ein klares Bild machen.

Der Apparat wird in einem Lederfutterale umgehängt getragen; wegen der Gefahr der Verschmutzung durch Schweiß, Staub und Wasser ist nicht zu empfehlen, ihn längere Zeit frei in der Hand zu tragen.

Der Bau des Konimeters. Im Konimeter sind drei wesentlich verschiedene Teile zu einem handfesten Ganzen (Abb. 2) vereinigt, das Mikroskop *M* mit seinem Dunkelfeldkondensor *K*, die drehbare Objektscheibe *S* und die Luftkammer *L* mit der Kolbenstange *G*.

Das Mikroskop hat die für den vorliegenden Zweck seit Jahren bewährte 90 fache Vergrößerung; das Okular wird mittels einer Spiralbewegung fokussiert, man kann es also nicht, wie bei der weitverbreiteten Steckhülse, eindrücken, wenn man seinen Rand ohne Absicht berührt. Der Kondensor *K* wird mittels der zwei Steckstifte *E* (Abb. 2) in die Fassung *D* fest eingeschoben, aber nur benutzt, wenn die Dunkelfeldbeleuchtung Vorteile bringt; in der Regel arbeitet man ohne ihn; er hat in einer besonderen Tasche des Lederbehälters seinen Platz.

Die Scheibe mit ihren 30 numerierten Feldern wird in ihrer Fassung durch einen Vorschraubring *S* gehalten, der mit einer groben Rändelung versehen ist. Man hält, um die Scheibe auszuwechseln, das Mikroskoprohr senkrecht, mit dem Okular nach unten, in der linken Hand an dem Rändel *T*. Die rechte Hand löst mit einem Ruck den Vorschraubring *S* und steckt ihn in eine Tasche. Die Scheibe liegt dann

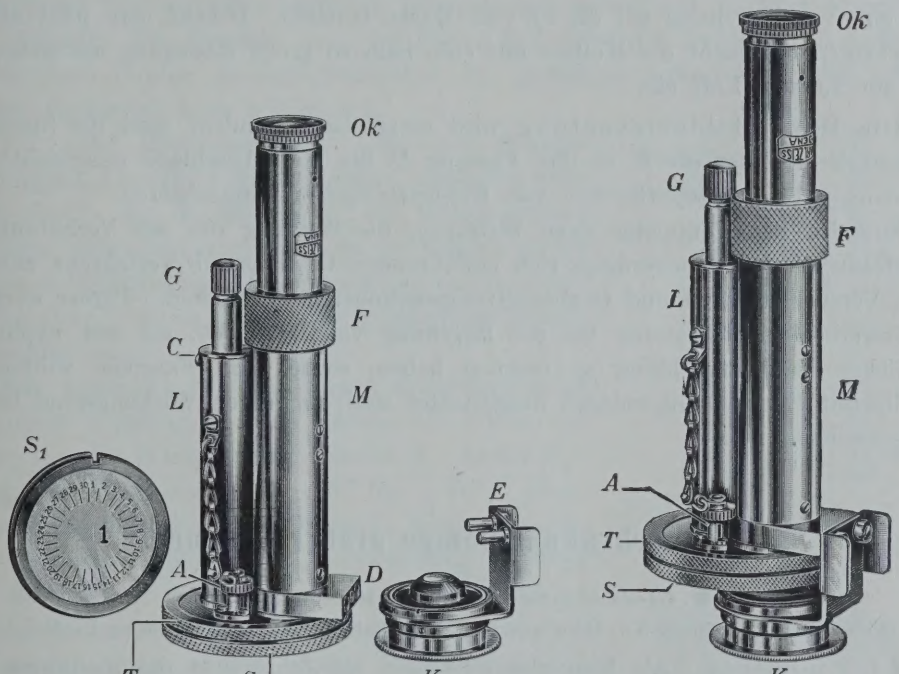


Abb. 2. Das Konimeter, auseinander genommen (links) und zusammengesetzt (rechts), mit Okulen *Ok*, Feineinstellung *F*, Kolbenstange *G*, Luftkammer *L*, Objektscheibe *S* und dem abnehmbaren Kondensor *K*; S_1 ist eine Reservescheibe.

frei zur Auswechslung bereit. Schließlich wird der Vorschraubring wieder angesetzt und ohne besondere Kraftentfaltung angezogen. Die beiden Gewinde sind täglich von Staub zu befreien, damit der Ring sich nicht festsetzt.

Die Luftkammer *L* besteht aus einer Büchse von 5 ccm Inhalt, in der ein Kolben mit der Kolbenstange *G* bewegt werden kann. Sie hat den Zweck, eine gemessene Luftmenge durch eine feine Düse (vergleiche Abb. 1) anzusaugen, vor der die Luft sich stauen und ihren Staubgehalt abgeben soll. Um die Luftprobe anzusaugen, nimmt man zunächst die Schutzkappe *A* von der Lufteintrittsdüse und drückt dann die Kolbenstange *G* bis zum Anschlag ein, wobei der Gegendruck einer Feder zu überwinden ist; jetzt ist die Kammer leer. Sie füllt sich mit 5 ccm Luft, sobald man durch einen Druck auf das Knöpfchen *C* eine Sperrklinke löst; der Kolben gleitet dabei durch die Federkraft in seine Anfangslage zurück und saugt die Luft an, die ihren Staubgehalt auf dem der Düse unmittelbar benachbarten Feld der Objektscheibe

absetzt. Nun kann man den Niederschlag im ersten der 30 Felder in das Gesichtsfeld rücken und auszählen. Nach der Beurteilung der ersten Staubprobe wird die Scheibe bis zum Einschnappen einer Rast zurückgedreht, so daß bei einem Blick auf die Scheibe die Nummer 2 der schwarzen Marke (in Abb. 1) gegenübersteht, und das Konimeter ist für die zweite Beobachtung fertig. Ergab die erste Beobachtung, daß der Staubgehalt zu groß ist, um in einwandfreier Weise beurteilt zu werden, so untersucht man die Luft an derselben Stelle ein zweites Mal, aber nur mit der halben Luftmenge, 2,5 ccm.

Zu dem Zwecke drückt man wieder den Kolben bis zum Anschlage ein, wobei sein Längsstrich sich mit der Marke neben dem Knöpfchen *C* deckt, die mit 5 ccm bezeichnet ist. Der Längsstrich wird nun auf die zweite, mit 2,5 ccm bezeichnete Marke eingestellt, indem man den Knopf *G* noch ein wenig weiter hineindrückt und ihn nun durch eine Vierteldrehung auf die 2,5-ccm-Marke einstellt. Drückt man jetzt auf das Knöpfchen *C*, so macht der Kolben nur eine halb so große Bewegung als bisher und saugt nur 2,5 ccm Luft ein.

Die Dunkelfeldbeleuchtung wird eingeschaltet, indem man die Steckstifte des Dunkelfeldkondensors *K* in ihre Fassung *D* bis zum Anschlage einschiebt; man kann dann z. B. Quarzsplitterchen von Kohlenstäubchen unterscheiden.

So wird das Konimeter dazu beitragen, die Wirkung des zur Verhütung von Kohlestaubexplosionen neuerdings sich einführenden Gesteinstaub-Verfahrens zunächst in den Versuchsstrecken und Grubenrettungsstationen zu studieren. Ferner dürfte es dem Gewerbeaufsichtsbeamten bei der Begehung von Betrieben, die mit explosionsgefährlicher Staubentwicklung zu rechnen haben, sowie allen Fabriken willkommen sein, die mit Entstaubungsanlagen ausgestattet sind, um deren Wirkungsgrad laufend zu überwachen.

Eine Hochvakuumpumpe großer Leistung.

Von

W. Gaede in Karlsruhe und **W. H. Keesom** in Leiden.

(Nach einer Mitteilung No. 195a aus dem Physikalischen Laboratorium in Leiden.)

§ 1. Einleitung. Als Kamerlingh-Onnes[1]) im Jahre 1921 die niedrigste Temperatur erreichte, die bis heute möglich ist, verfügte er zum Absaugen der Dämpfe, die sich aus dem flüssigen Helium entwickelten, über ein Aggregat, zusammengestellt aus 12 gläsernen und 3 stählernen parallel geschalteten Langmuir-Pumpen, das im ganzen eine Sauggeschwindigkeit von etwa 40 Liter pro Sekunde bei einem Druck von 0,005 mm Hg besaß.

Um mit dem Erniedrigen der Temperatur noch weiterzukommen, ist später von Prof. Kamerlingh-Onnes ein Pumpenaggregat verwendet worden, das gänzlich aus Langmuir-Stahlpumpen zusammengestellt und dessen Sauggeschwindigkeit etwa doppelt so groß wie oben war. Die Ausführung weiterer Versuche mit diesem Aggregat ist verschoben worden, bis ein neues Aggregat mechanischer Pumpen mit größerer Leistungsfähigkeit installiert werden konnte, um damit die Temperatur des Heliumkryostates in einem von Vakuumwärme-isolierten Raume möglichst zu erniedrigen.

Der eine von uns (W.H.K.) glaubte mit einem Pumpenaggregat, das eine Sauggeschwindigkeit für Helium von 400 l per sec bei 0,001 mm Druck, also zehnmal

---

[1]) H. Kamerlingh-Onnes, *Comm. Leiden No. 159, 1922.*

größer als das im Jahre 1921 verwendete, zum Ziele zu kommen. Diese Leistung hätte erreicht werden können, mit Hilfe von 3 Diffusionspumpen von einer Sauggeschwindigkeit von je 200 l Helium per Sekunde parallel geschaltet. In dieser Konstruktionsfrage wandte er sich an den andern von uns (W.G.), der daraufhin eine für diesen Zweck geeignete Konstruktion entwarf. Diese Pumpe ist von der E. Leybold's Nachfolger A.-G. in Köln ausgeführt worden.

Diese Pumpe wurde in Leiden geprüft und es stellte sich heraus, daß sie mehr als die gestellten Erwartungen leistete. Sie besitzt bei einem Druck von 0,001 mm eine Sauggeschwindigkeit von 270 l He/sec.

Die Resultate dieses Versuches führten zu der Überlegung, daß es vielleicht möglich wäre, die gewünschte Leistung mit einer einzigen Pumpe noch größerer Sauggeschwindigkeit zu erreichen. Der eine von uns (W.G.) entwarf darauf eine neue Konstruktion mit denselben äußeren Dimensionen, jedoch mit geeignet erweitertem Diffusionsspalt. Die ebenfalls von der Firma E. Leybold's Nachfolger A.-G. hergestellte neue Pumpe genügte tatsächlich der gestellten Anforderung. Sie wird im nächsten Paragraph kurz beschrieben.

§ 2. Die Diffusionspumpe mit einer Sauggeschwindigkeit von 400 l He/sec. Abb. 1 stellt die neue Pumpe dar[1]). Es ist überflüssig, die Wirkungsweise der Pumpe näher zu beschreiben, da die Theorie dieser Pumpenart (Quecksilber-Diffusionspumpe) von Gaede[2]) und Molthan[3]) schon bis in alle Einzelheiten behandelt worden ist.

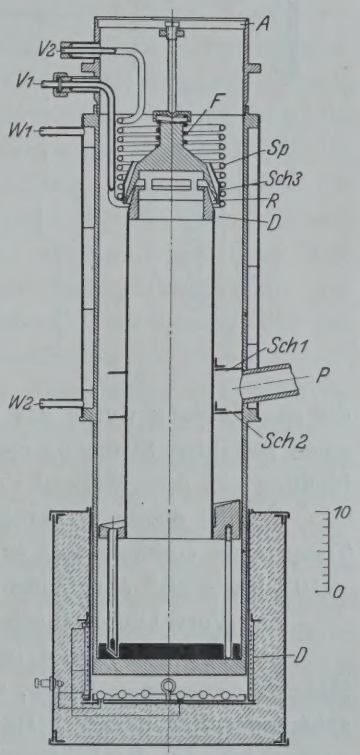


Abb. 1.

Das wesentlich Neue an dieser Konstruktion ist die doppelte Kühlung, nämlich erstens, wie bisher mit Wasser aus der Wasserleitung (Einlaß W_1, Auslaß W_2), zweitens mit Hilfe einer bis -10^0 bis -20^0 C abgekühlten Flüssigkeit (Einlaß V_1, Abfuhr V_2, Kühlspirale Sp). Diese besondere Kühlung im Hochvakuum ist nötig, damit die mittlere freie Weglänge der fortzusaugenden Gasmoleküle im Quecksilberdampfstrom genügend groß wird in Anpassung an die großen Dimensionen der Diffusionspumpe.

Der konische Ringspalt R hat oben einen Durchmesser von 93 mm und ist da 0,5 mm, unten 5 mm weit. Ein Stahlschirm Sch_3 verhindert, daß das an der Kühlspirale Sp kondensierte Quecksilber gegen den heißen Spaltkopf fallen, da teilweise verdampfen und eine Dampfwolke in das Hochvakuum hineinsenden kann. Die Stahlschirme Sch_1 und Sch_2 schützen die Verbindung mit der Vorpumpe gegen niederfallendes Quecksilber und von unten aufsteigenden Quecksilberdampf; sie senken sich ein wenig, um das kondensierte Quecksilber ablaufen zu lassen. Die Ausdehnung des inneren Teiles der Pumpe zufolge der hohen Temperatur des Quecksilberdampfes wird von einer Stahlfeder F aufgefangen. Bei P wird die Vorpumpe angeschlossen. Der zu

[1]) Die Dimensionen können mit Hilfe der in der Figur vorkommenden Skala, die Zentimeter angibt, abgeleitet werden.

[2]) W. Gaede, *Ztschr. f. techn. Phys.* **4**. *S. 337. 1923.*

[3]) W. Molthan, *Zeitschr. f. techn. Phys.* **7**. *S. 377 und 452. 1926.*

evakuierende Raum wird bei *A* mittels einer Röhre von 18 cm Durchmesser mit der Pumpe verbunden. Die Pumpe wird gefüllt mit etwa 7 kg Quecksilber.

Für das Erwärmen wurde in Leiden ein elektrischer Ofen *D* konstruiert. Die Erwärmung kann geschehen durch 2 Spiralen aus Chromnickeldraht; die eine liegt im Boden und ist in feuerfestem Zement eingebacken (Widerstand kalt 17 Ω), die andere in der Zylinderwand (Widerstand kalt 25 Ω). Diese letztere wird anfangs beim Erwärmen gebraucht (15 Minuten). Ist die Erwärmung konstant geworden, so kann man die Wandheizung ausschalten und nur mit der Bodenspirale heizen, Strom 12,1 A (Wechselstrom 220 V).

Die Pumpe wird sowohl mit Luft als mit Helium ausprobiert. Dazu wird die Pumpe bei A von einer Kappe (Abb. 2), die 2 Öffnungen enthält, abgeschlossen. Durch

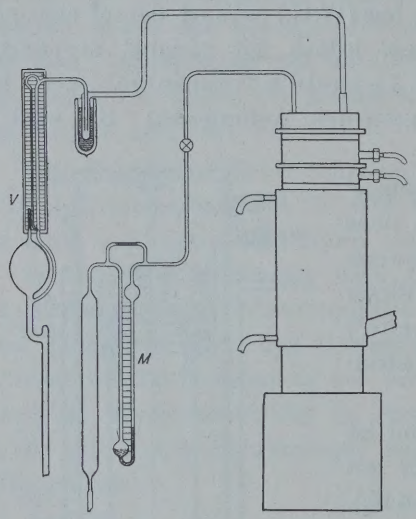


Abb. 2.

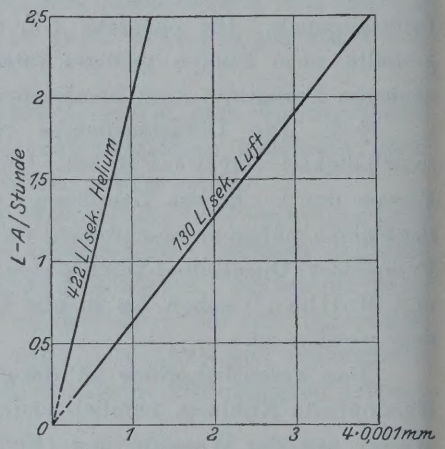


Abb. 3.

die eine Öffnung wurde das Gas von der Pumpe angesaugt, nachdem dasselbe durch einen geeichten Strömungsmesser *M* passiert war. Die andere Öffnung dient zur Verbindung mit dem McLeod-Vakuummeter *V*.

Da bei diesem Experiment in dem zu evakuierenden Raum nirgends eine niedrige Temperatur vorkam, war es nicht nötig, die durch *Sp* strömende Kühlflüssigkeit bis -10^0 bis -20^0 abzukühlen, jedoch wurde Wasser von etwa 10^0 C hindurchgeführt.

Das Vorvakuum wurde auf etwa 0,15 mm Quecksilberdruck gehalten.

Die Ergebnisse sind in Abb. 3 angegeben. Horizontal: bedeutet den mit dem McLeod gemessenen Druck, vertikal: das durchgesaugte Volumen an Gas unter Atmosphärendruck gemessen. Da die Beobachtungen mit geraden Linien wiedergegeben werden können, die bei Verlängerung durch den Ursprung gehen, stellt es sich heraus, daß die Pumpe bis zu den kleinsten Drucken, wobei sie ausprobiert wurde, noch eine konstante Sauggeschwindigkeit besitzt. Diese Sauggeschwindigkeit, d. h. das Volumen Gas (gemessen bei dem jeweiligen Druck der Pumpe), das pro Sekunde durchgesaugt wird, beträgt für Luft 130, für Helium 422 Liter pro Sekunde. Hierdurch ist eine Sauggeschwindigkeit erreicht von gut achtfacher Leistung der Dreistufenpumpe[1]).

Wir danken Herrn G. J. Flim, Betriebsleiter des Physikalischen Laboratoriums in Leiden, für seine intelligente Hilfe bei einigen Abänderungen und beim Ausprobieren dieser Pumpe und der Firma E. Leybold's Nachfolger A.-G., Köln, für die sorgfältige Ausführung der Pumpe.

[1]) W. Gaede *l. c., S. 368.*

Ein neues Verfahren zum Messen von Innengewinden.

Von
A. Härtel in Wien.

Schon das Messen von glatten Bohrungen bietet besonders bei kleinen Durchmessern mehr Schwierigkeiten und Fehlerquellen, als die Bestimmung des Durchmessers von Wellen. Wohl ist es bei dem allgemein üblichen Meßverfahren mit dem Grenzlehrdorn möglich, die Einhaltung einer vorgegebenen Toleranz zu prüfen, dagegen lassen sich die Form des Längsschnittes und die Abweichung von der Kreisform im Querschnitte nur mit dem Kugelendmaß, mit dem Lehrdorn aber überhaupt nicht feststellen. Die Zeigermeßgeräte gestatten die Untersuchung eines Werkstückes hinsichtlich dieser Abweichungen von der genauen Zylinderform in viel höherem Maße als die festen Lehren. Bei kleinen Durchmessern fallen aber die in die Bohrung einzuführenden Meßstücke sehr zart aus, wodurch der Anwendung von Zeigermeßgeräten eine Grenze gesetzt ist.

In weit unangenehmerer Form treten die Schwierigkeiten beim Messen von Innengewinden in Erscheinung, da nicht ein Durchmesser, sondern 7 Bestimmungsstücke vorliegen. Es sind dies: Das Flankenmaß (auch Flankendurchmesser genannt), die Steigung oder die Ganghöhe, der Flankenwinkel (sowie die richtige Lage des Profiles, was praktisch der Größe des halben Flankenwinkels gleichkommt); von geringerer Bedeutung sind Außen- und Kerndurchmesser, sowie Abflachung oder Abrundung in den Spitzen und im Grunde. Es ist naheliegend, daß man zunächst versucht hat, einen Abguß des Innengewindes herzustellen, um am Positiv jene Meßmethoden anwenden zu können, die für das Außengewinde durchgebildet worden sind.

Als Abgußstoffe verwendete man bisher verschiedene Legierungen, Schwefel, Paraffin oder sonst geeignete Mischungen. Beim Herausschrauben des Pfropfens wird aber infolge der Steigungs- und Winkelfehler das Positiv abgeschliffen und damit die Abbildung verfälscht. Das Bestreben, die Beschädigung beim Herausschrauben zu vermeiden, führte zu einer Methode, bei der man sich darauf beschränkt, nur ein Segment der Mutter abzugießen [1]). Es ist dieses Verfahren allerdings nur bei größeren Gewinden anwendbar. Die auszugießende Mutter ruht auf ebener, geschliffener Unterlage und wird von einem seitlich genuteten Dorn durchsetzt. Die Lage des Dornes gegenüber der Mutter muß so gewählt werden, daß dem abzugießenden Gewindeteil die Nut des Dornes zugekehrt ist. Um das seitliche Ausfließen des Abgußmittels zu verhindern, muß man die Lücken zwischen dem Dorn und den Gewindegängen mit Plastelin oder Lehm verkitten. Das Verfahren hat jedoch den Nachteil, daß nur die Steigung und der Flankenwinkel gemessen, das wichtigste Bestimmungsstück des Gewindes aber — das Flankenmaß — nicht erfaßt werden kann. Das Meßergebnis dieser beiden Bestimmungsstücke wird nur dann fehlerfrei sein, wenn entweder die Schwindung des Ausgießstoffes jener des Werkstoffes der Mutter gleich ist, oder der Unterschied der Schwindmaße bekannt ist und in Rechnung gestellt werden kann. Es wird wohl angegeben, daß durch Vorwärmen der Mutter der Fehler verringert werden könne. Prof. Berndt hat auf Grund einer systematischen Untersuchung [2]) verschiedener Ausgießstoffe gefunden, daß man die zuverlässigsten Ergebnisse in bezug auf Wiedergabe der Abmessungen und der Form mit einer von F. D. Jones angegebenen Mischung

[1]) F. D. Jones, *Machinery* **24.** *S. 735. 1918.*
[2]) G. Berndt, *Zeitschr. f. Feinmech. u. Präz.* **32.** *S. 1. 1924.*

von 93 Teilen Schwefel und 7 Teilen Graphit erhält, wobei er bemerkt, daß die starke Schwindung wohl etwas störe.

Die unmittelbare Messung des Innengewindes durch Innenmeßgeräte besteht meist darin, daß eine Vergleichsmessung zwischen einem Normalgewindelehrring und dem Prüfling durchgeführt wird, wobei die Unterschiede an Fühlhebelgeräten abgelesen werden. Die Genauigkeit der Messung des Flankendurchmessers wird dabei von der Art der verwendeten Meßstücke wesentlich beeinflußt. Die Genauigkeit der Vergleichsmessung ist — wenn man von den Meßfehlern der Fühlhebelgeräte absieht — von der Beschaffenheit des Normalgewindelehrringes abhängig, dessen Abmessungen aber nicht genau bestimmt werden können. Man hat daher, um vom Normalgewindelehrring unabhängig zu sein, als Vergleichsstücke einen Zylinder mit V-förmiger Ringnut verwendet, an dem kugelförmig abgerundete Meßstücke angelegt werden.

Bei der Methode von Tomlinson wird die Verschiebung eines in zwei Kugeln endigenden Stabes gemessen, die er zurücklegt, wenn er aus einer zur Mittelebene parallelen Ebene in die dazu symmetrische Stellung gebracht wird, wobei er eine dem Gewinde entsprechende Schwenkung ausführt. Die Methode von Tomlinson gibt nach Berndt[1]) verhältnismäßig genaue Werte (bei einer Steigung von 1 mm etwa 6 μ)[2]), ist aber sehr umständlich und daher nur für Laboratoriumsmessungen geeignet.

Da bei der unmittelbaren Messung Instrumente oder deren Teile in die Mutter eingeführt werden müssen, sind diese Verfahren bei kleineren Durchmessern nicht verwendbar. Man kann auch die Mutter aufschneiden und bis auf den Mittelschnitt abschleifen, wobei das Profilbild zur Messung dient. Dieses Verfahren ist aber sehr unverläßlich, da die frei werdenden inneren Spannungen den Prüfling verändern.

Abgesehen davon, daß alle bisher bekannten Verfahren zum unmittelbaren Messen von Innengewinden — wenn große Genauigkeit verlangt wird — ziemlich umständlich sind, bleibt es immer noch dahingestellt, ob die auf Grund theoretischer Überlegungen berechneten Genauigkeitswerte auch praktisch erreicht werden können; so sind doch alle diese Berechnungen nur unter der Voraussetzung gültig, daß die Flanken im Profile gerade verlaufen. Die Berücksichtigung dieses Fehlers aber ließe sich in die Fehlergleichung nicht mit aufnehmen, da es kein Mittel gibt, die Größe derartiger Abweichungen unmittelbar zu bestimmen.

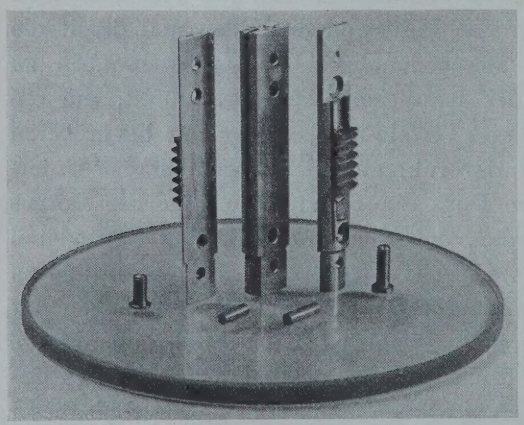


Abb. 1.

Allen diesen Schwierigkeiten kann man ausweichen, wenn es gelingt, einen einwandfreien Abguß herzustellen, an dem die bewährten Methoden der Außengewindemessung angewendet werden können. Dieser Richtlinie folgend wurde eine Vorrichtung entworfen, welche gestattet, das Innengewinde an zwei gegenüberliegenden Stellen auszugießen und die Positive unverletzt auszubringen[3]). Dazu wird ein dreiteiliger Dorn als Träger der Abgüsse verwendet. Nach Ausschieben des mittleren, schwach keilförmigen Stückes können die beiden Seitenteile des Dornes samt den Abgüssen aus dem zu messenden Gewinde

[1]) G. Berndt, Die Gewinde. 1925. [2]) 1 $\mu = {}^1/_{1000}$ mm. [3]) Österr. Patent Nr. 112329.

entfernt werden, wobei eine Beschädigung der Abgüsse sicher vermieden wird. Abb. 1 zeigt den Dorn im zerlegten Zustande. Der Dorn wird dann wieder zusammengesetzt und die beiden Abgüsse geben das Positiv zweier gegenüberliegender Gewindesektoren wieder (Abb. 2). Der Winkel des Ringsektors beträgt etwa 60^0, so daß durch drei

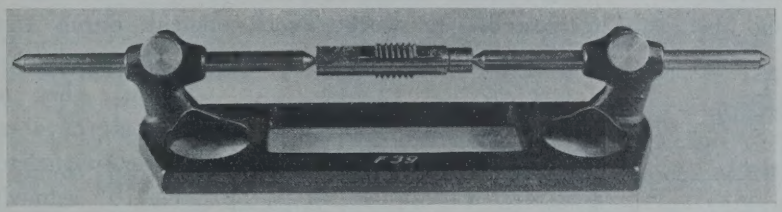


Abb. 2.

um 60^0 versetzte Abgüsse das ganze Innengewinde abgebildet werden kann. Die richtige gegenseitige Lage der Gewindestücke wird durch zwei Kegelstifte, welche die drei Teile des Dornes durchsetzen, gesichert.

Um das seitliche Ausfließen des Abgießstoffes zu verhindern, sind Plättchen in Nuten des Dornes eingesetzt, die das Gewindeprofil tragen. Aus Abb. 3 und 4 sind diese Plättchen zu ersehen. Die beiden Abbildungen zeigen ferner eine Zentriervorrichtung für den Prüfling. Es sind dies zwei Keile, die in schrägen Nuten des Dornes eingesetzt und gleichmäßig vorgetrieben werden, wodurch die richtige Lage der Mutter eingestellt wird. Der durch das Auseinandernehmen und Zusammensetzen des Dornes verursachte Fehler ist sehr klein (etwa 0,5 μ), da die Flächen der 3 Teile geschliffen und wie Endmaße poliert sind.

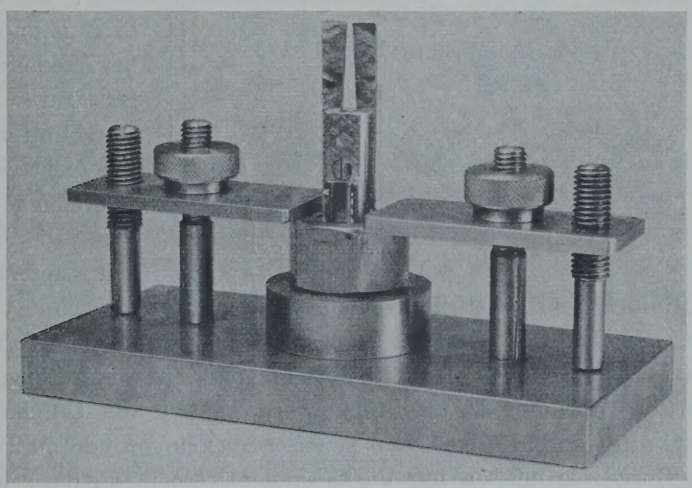


Abb. 3.

Nun muß aber noch eine sehr wichtige Bedingung erfüllt werden: Wie schon angedeutet, haftet allen bisher verwendeten Abgießstoffen der Mangel an, daß sie bei Schmelztemperatur eingebracht werden müssen, wobei das Prüfstück erwärmt und vergrößert wird. Da keiner der verwendeten Stoffe auch nur einen ähnlichen Dehnungskoeffizienten hat wie Stahl, ergeben die Abgüsse niemals ein richtiges Positiv.

Wenn es auch gelänge, einen derartigen Ausgießstoff zu finden, bleibt es immerhin noch zweifelhaft, ob nicht durch die beim Ausgießen abgegebene Wärme unkontrollierbare Veränderungen am Prüfstück auftreten.

Um die Verwendbarkeit der Abgießstoffe einwandfrei und meßtechnisch leicht erfaßbar untersuchen zu können, wurde statt eines Muttergewindes eine glatte Bohrung, deren Durchmesser durch Optimetermessung auf $\pm 0{,}5\ \mu$ genau bekannt war, ausgegossen und der Abguß gemessen. Dabei zeigte sich die vollkommene Unbrauchbarkeit des Schwefels als Ausgießstoff. Bei 25 mm Bohrungsdurchmesser wurde eine Schrumpfung über $10\ \mu$ festgestellt. Es wurde auch versucht, durch Anwärmen des Prüflings den Fehler zu mildern. Aber auch dieser Kunstgriff versagte. Ein anderer Außgießstoff, eine etwa bei 70^0 schmelzende Wismut - Zinn-Blei - Kadmium-Legierung, ergab einen Abguß, der größer war als die Bohrung, was schon beim Ausbringen des Dornes bemerkt wurde, da der Mittelteil des Dornes nur schwer auszuschieben war. Der Ring war beim Erstarren der Legierung elastisch deformiert worden. Der Abguß zeigte eine Vergrößerung um etwa $30\ \mu$. Es mußte also ein Stoff gefunden werden, der bei Zimmertemperatur eingebracht werden kann, erstarrt und sich beim Erstarren nicht verändert. Diese Bedingungen erfüllt Amalgam. Die Versuche wurden mit Kupferamalgam durchgeführt und hatten ein sehr günstiges Ergebnis. Die größte Abweichung, die festgestellt werden konnte, war $1\ \mu$. Das Amalgam braucht etwa 8 Stunden zur Verfestigung. Man kann den Abguß leicht aus den Nuten ausschieben und dann für weitere Abgüsse verwenden.

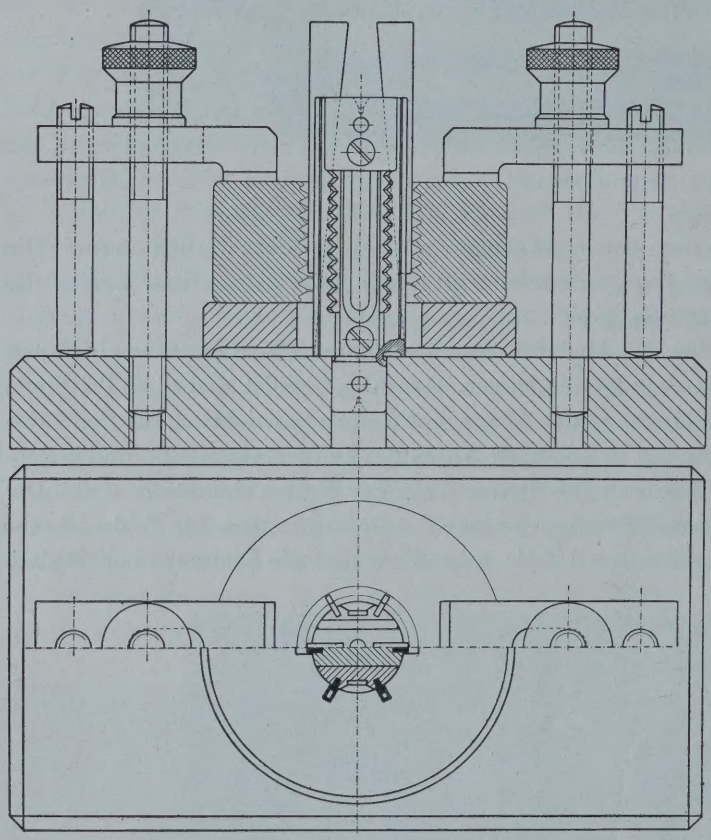


Abb. 4.

Der kleinste Dorn dieser Ausführung wurde mit 8 mm Durchmesser gewählt. Von $^7/_{16}''$ Whitworth-Gewinde bis zum metrischen Feingewinde M 27×2 genügen 6 verschiedene Dorne; es müssen nur die Gewindeplättchen, die das seitliche Abfließen des Ausgießstoffes verhindern, ausgetauscht werden. Sämtliche dazwischen liegende Gewindearten Whitworth (DIN 11), Whitworth-Feingewinde 2 (DIN 240), Whitworth-Rohrgewinde (DIN 259 und DIN 260), Metrisches Gewinde (DIN 14), Metrisches Feingewinde 2 (DIN 242) bis Metrisches Feingewinde 9 (entsprechend DIN 243, 516, 517, 518, 519, 520 und 521), das sind 159 verschiedene Gewinde können mit den 6 Dornen (Dorndurchmesser = 8, 10, 12, 15, 18 und 21 mm) ausgegossen werden.

Es wurden auch Dorne für kleinere Gewinde hergestellt. Sie konnten aber nicht mehr mit auswechselbaren Gewindeplättchen ausgestattet werden; es ist daher für jedes Gewinde unter 8,5 mm Kerndurchmesser ein eigener Dorn nötig. Der kleinste bisher ausgeführte und erprobte Dorn gestattet, metrisches Gewinde M 5 auszugießen.

Eine zweckmäßige Bauart von Widerstandsthermometern.

Von

Rudolf Sewig in Berlin.

Sollen mit Widerstandsthermometern genaue Messungen in nicht gleichmäßig temperierten Räumen angestellt werden, so wird man die Temperatur der Vergleichswiderstände, auch wenn dieselben einen vergleichsweise sehr geringen Temperaturkoeffizienten haben, um so weniger außer acht lassen dürfen, je größere Anforderungen an die Meßgenauigkeit gestellt werden und je größer die Temperaturschwankungen sind, denen der Vergleichswiderstand ausgesetzt wird. Besteht das Thermometer aus Platin, der Vergleichswiderstand aus Manganin (Temperaturkoeffizienten der beiden Metalle bei Zimmertemperatur etwa wie 200 : 1), so liefert eine Temperaturänderung des Normalwiderstandes um 50^0, wie sie bei Messungen z. B. im Flugzeug wohl vorkommen mag, einen Fehler um $0{,}25^0$, was unter Umständen zu viel ist. Die Temperatur des Normalwiderstandes als Korrektion anzubringen, wie es bei Präzisionsmessungen im Laboratorium üblich ist, kommt in der Praxis nicht in Frage, ist oft überhaupt nicht möglich, wenn der Normalwiderstand, wie in handelsüblichen Temperaturmessern, in das Gehäuse des Zeigerinstrumentes unventiliert eingebaut ist.

Um diese bei den meisten gebräuchlichen Instrumenten unvermeidlichen Fehler kann man herumkommen, wenn der Vergleichswiderstand (mit kleinem Temperaturkoeffizienten) mit dem Thermometerwiderstand (mit großem Temperaturkoeffizienten) gemeinsam, möglichst auf einem gemeinsamen Träger, so angeordnet wird, daß beide der zu messenden Temperatur ausgesetzt sind. In diesem Fall geht die (definierte) Temperatur des Vergleichswiderstandes in die Eichung ein und braucht bei der Messung nicht berücksichtigt zu werden.

Die Anordnung bringt als weiteren, allerdings unwichtigeren Vorteil die praktische Eliminierung der durch den Temperaturkoeffizienten der Zuleitungen bedingten Fehler mit sich, was durch die folgende Abschätzung erläutert werden soll. Als Fall (1) ist eine der bisher für betriebsmäßige Widerstandsthermometer üblichen Anordnungen bezeichnet, bei welchem der Normalwiderstand mit dem Ableseinstrument zusammengebaut, das Thermometer mit jenem durch eine Leitung vom Widerstand w und Temperaturkoeffizienten ω verbunden ist, welche also in dem Thermometer-Brückenzweig liegt. — Fall (2), die oben angegebene Anordnung, enthält in beiden Zweigen je einen Leitungszusatzwiderstand von gleichen Daten. Da die Zuleitungen, der Bauart (2) entsprechend, dicht nebeneinander geführt werden, so werden auch die durch eine gewisse Temperatur bewirkten Widerstandsänderungen in beiden Zweigen gleich sein, auch wenn die Drähte nicht auf ihrer ganzen Länge gleichförmig erwärmt werden. X und N (beide $\gg w$) sind die Widerstände des Thermometers und des Vergleichsnormals. Für die Temperatur $t = 0$ nehmen wir die Brücke als abgeglichen und $X = N$ an. Für die Temperatur t_x wird der durch die Widerstandsänderung der Zuleitungen bedingte Fehler des Brückenverhältnisses gegenüber dem wahren Wert $X : N$

im Fall (1) $$F_1 = \frac{X}{N} - \frac{X + w\,\omega\,t_x}{N} = \left| \frac{w\,\omega\,t_x}{N} \right|$$

im Fall (2) $$F_2 = \frac{X}{N} - \frac{X + w\,\omega\,t_x}{N + w\,\omega\,t_x} < \left| \frac{w\,\omega\,t_x}{N} \cdot \frac{X - N}{N} \right|$$

betragen. Der bei F_2 noch auftretende Faktor ist in erster Näherung

$$\frac{X-N}{N} \sim \alpha t_x \ll 1.$$

Da für Platin $\alpha = 0{,}004$ beträgt, ist in der Nähe von 0^0 F_2 sehr erheblich kleiner als F_1 und erreicht dessen Wert erst für Temperaturen von über $\pm 200^0$.

Immerhin sind die durch die Zuleitungen bedingten Fehler Größen zweiter Ordnung und viel weniger bedeutend als die Unsicherheit infolge der undefinierten Temperatur der Vergleichswiderstände.

Referate.

Übersicht über die wichtigsten Meßkammern zu photogrammetrischen Aufnahmen aus Luftfahrzeugen.

Bericht von P. Werkmeister in Dresden.

Da die Mitteilungen über die zur Zeit im Handel zu habenden Flugzeugmeßkammern zum Teil zerstreut sind, so sollen im folgenden die wichtigsten, in Deutschland und der Schweiz hergestellten Geräte mit den zu ihrer Beurteilung erforderlichen Angaben[1]) zusammengestellt werden; es handelt sich dabei um Instrumente der Firmen Aerotopograph G. m. b. H. in Dresden, Heinrich Wild A. G. in Heerbrugg und C. Zeiss in Jena.

Aerotopograph vertreibt zwei, nach den Angaben von R. Hugershoff gebaute Aufnahmegeräte, eine einfache Flugzeugmeßkammer und eine Reihenbildmeßkammer.

Die einfache Meßkammer ist in zwei Ausführungen zu haben, mit 18 cm und mit 21 cm Brennweite; die Plattengröße ist in beiden Fällen 13×18 cm. Das Objektiv ist ein Zeiss-Tessar, dem eine bequem auswechselbare Gelbscheibe vorgesetzt werden kann; das Öffnungsverhältnis beträgt 1 : 4,5. Der Compur-Verschluß kann für Belichtungszeiten bis zu $^1/_{150}$ Sekunde eingestellt werden. Die Kammer ist mit einem Rahmensucher und einem verstellbaren Neigungsanzeiger mit Dosenlibelle versehen. Zu den Kammern können Doppelkassetten, Wechselkassetten für 6 Platten und Rollfilmkassetten für 50 Einzelaufnahmen geliefert werden; bei der Verwendung von Filmen wird das Filmband für die Aufnahme mechanisch an eine fest eingebaute planparallele Glasplatte angepreßt.

Die mit einem Überdeckungsregler versehene Reihenbildmeßkammer hat 13,5 cm Brennweite 12×12 cm Bildgröße und ein Tessar-Objektiv mit dem Öffnungsverhältnis 1 : 4,5. Vor das Objektiv kann eine Gelbscheibe gesetzt werden. Der Antrieb der sonst selbsttätig arbeitenden Kammer erfolgt mit einem Elektromotor oder auch von Hand. Auf dem 50 m langen Filmband können 350 Einzelbilder aufgenommen werden; für die Aufnahme wird das Filmband mechanisch an eine feststehende planparallele Glasplatte angepreßt. Ein einfaches Zählwerk zeigt jederzeit die Zahl der bereits aufgenommenen Bilder an. Die Brennweiten und Bildgrößen der beiden Aufnahmegeräte entsprechen der Auswertemöglichkeit mit dem Aerokartograph.

H. Wild baut eine der Hugershoffschen Meßkammer im Bau sehr ähnliche Fliegermeßkammer mit 16,5 cm Brennweite für 10×15 cm große Platten. Das Objektiv ist ein Spezialobjektiv Wild mit dem Öffnungsverhältnis 1 : 5. Einer zweifachen Gelbscheibe entsprechend ist der Verschluß für $^1/_{150}$ Sekunde eingerichtet. Die Kammer ist mit einem Rahmensucher und einer auf verschiedene Neigungswinkel einstellbaren Dosenlibelle ausgerüstet. Zu der Kammer gehört eine Wechselkassette für 10 Platten. Brennweite und Plattengröße entsprechen dem Autographen von H. Wild zum Auswerten der Aufnahmen.

C. Zeiss baut eine einfache Flugzeugmeßkammer, eine Reihenbildmeßkammer und eine Zweifach-Reihenbildmeßkammer.

Die einfache Meßkammer hat 21 cm Brennweite und 13×18 cm Bildgröße. Das Objektiv ist ein „Meßflieger-Objektiv“ mit dem Öffnungsverhältnis 1 : 4,5. Vor dem Objektiv sind zwei aus-

[1]) Alles für eine Meßkammer Selbstverständliche, wie verzeichnungsfreies Objektiv, Zentralverschluß, Anlegerahmen mit Marken zur Bestimmung des Bildhauptpunktes, ist weggelassen.

schaltbare Gelbfilter angebracht. Der Verschluß ist für vier verschiedene Belichtungszeiten einstellbar. Zum Einrichten der Kammer dient ein Rahmensucher und eine verstellbare Dosenlibelle. Die Kammer kann entweder mit einer Wechselkassette für 6 Platten oder einer solchen mit einem Filmband für 120 Aufnahmen geladen werden. Bei Verwendung eines Filmbandes wird dieses bei der Aufnahme von einer eben geschliffenen Platte gegen den Markenrahmen gedrückt und gegen die durchlochte Platte angesaugt.

Die Reihenbildmeßkammer ist für 18×18 cm große Bilder eingerichtet und hat 21 cm Brennweite. Das Objektiv ist ebenfalls ein Meßflieger-Objektiv mit 1 : 4,5 Öffnungsverhältnis und zwei ausschaltbaren Gelbscheiben; sein Verschluß ist für drei verschiedene Belichtungszeiten einstellbar. Der für die Aufnahme erforderliche Antrieb der Kammer erfolgt mit Hilfe eines Propellers, dessen Umlaufzahl abgelesen und geregelt werden kann. Die Regelung der Überdeckung der einzelnen Bilder geschieht mit einem an der Kammer angebauten Sucherfernrohr. Ein 55 m langes Filmband reicht für 290 Aufnahmen. Das Filmband wird bei der Aufnahme durch eine eben geschliffene Platte gegen den Markenrahmen gepreßt und durch Staudruck gegen die Platte gedrückt.

Bei der Zweifach-Reihenbildmeßkammer sind zwei Kammern der eben angegebenen Art derart miteinander verbunden, daß ihre Objektivachsen einen Winkel von 40 Grad einschließen.

Die Abmessungen der Zeissschen Aufnahmegeräte entsprechen denen des Stereoplanigraph als Auswertegerät.

Ein verbesserter Kurvenziehapparat nach Rosa.

(An improved Rosa curve tracer.)

Von N. E. Bonn. *Journ. Opt. Soc. of Am.* **17**. *S. 207—223. 1928.*

Zur Aufnahme von Spannungs- und Stromkurven werden verschiedene Geräte benutzt. Zu diesen gehört auch der einer vielseitigen Verwendung fähige Rosa-Kurvenziehapparat, den der Erfinder bereits vor 30 Jahren angegeben hat. Der Verfasser hat das bisher wenig bekannte Instrument neu durchkonstruiert, um es den heutigen Bedürfnissen im Laboratorium anzupassen, nachdem er sich davon überzeugt hatte, daß es grundsätzlich sehr brauchbar ist und nur der Vervollkommnung bedarf. Die von ihm getroffenen Verbesserungen bestehen darin, daß das Instrument im ganzen kleiner und einfacher gehalten ist, als die ursprüngliche Konstruktion, in der Hauptsache aber in einer Änderung der Kontakteinrichtung.

An Hand der in Abb. 1 gegebenen schematischen Skizze soll nachstehend das Prinzip, nach dem das Rosasche Gerät arbeitet, erläutert werden:

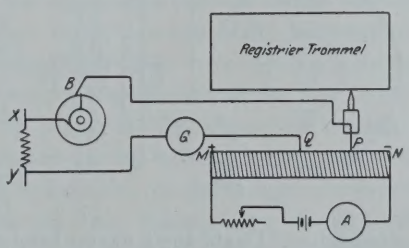


Abb. 1.

In den drehbaren Zylinder MN aus Bakelit oder anderem geeignetem Isolierstoff ist über die ganze Länge eine zweigängige Schraube geschnitten, der eine Gang tiefer als der andere. In dem seichteren Schraubengang liegt ein blanker Manganindraht, der an beiden Zylinderenden mit Schleifringen verbunden ist. Zwischen letzteren liegt außen der Einstellwiderstand, die Batterie und das Amperemeter A. Der tiefere Schraubengang dient bei Drehung des Zylinders der Führung des Gleit- oder Abgreifkontaktes P, der den Manganindraht berührt. Der Kontaktgeber besteht in einer kreisförmigen Scheibe aus Isolierstoff, die mit der zu untersuchenden Maschine, deren Kurve aufgenommen werden soll, synchron umläuft. Auf dieser Scheibe ist ein schmales leitendes Segment angeordnet, das mit einem an der Scheibe angebrachten Schleifring verbunden ist und von dessen in der Scheibenperipherie liegendem Ende die Kontaktfeder (Bürste) B den Strom abnimmt.

Die Potentialdifferenz zwischen dem Abgreifkontakt P und dem Halbierungspunkt Q des Manganindrahtes ist proportional der Entfernung zwischen P und Q und je nachdem auf welcher Seite von Q P abgreift, positiv oder negativ, null wenn P bei Q berührt. Der zu untersuchende Wechselstrom fließt durch den induktionsfreien Widerstand XY, dessen Enden einmal mit dem Galvanometer G und dem Punkt Q, das andere Mal über den Kontaktgeber B mit dem Abgreifkontakt P in Verbindung stehen.

Berührt der Abnehmer B an dem Kontaktgeber das leitende Segment, kommen in dem Galvanometer zwei elektromotorische Kräfte zur Wirkung, deren eine dem gerade durch XY fließenden Strom, deren andere dem Abstand zwischen P und Q proportional ist. Stellt man P so ein, was man durch Betätigung einer an dem Zylinder MN befestigten Kurbel erreicht, daß das Galvanometer keine Ablenkung zeigt, dann ist der Abstand PQ ein unmittelbares Maß für den augenblicklichen Wert der zu untersuchenden Strom- bzw. Spannungswelle. Man kann demnach den Abstand PQ als Ordinate und die Winkelstellung des einstellbaren Kontaktgebers K als Abszisse annehmen und in gewohnter Weise eine Kurve aus den ermittelten Werten dieser Bestimmungsstücke zeichnen.

Um getrenntes Ablesen, Aufschreiben und Einzeichnen der ermittelten Werte von Strom oder Spannung zu vermeiden, ist an dem Träger des Abgreifkontaktes P eine Vorrichtung angebracht, mit der man auf einer Registriertrommel für jede Meßstellung des Kontaktes P eine Punktmarke anbringen kann. Die mit dem Kontakt P verbundene Markiereinrichtung wird durch die Abb. 2 näher erläutert, die einen Querschnitt darstellt. Wie aus Abb. 1 zu ersehen ist, ist der mit dem Manganindraht bewickelte Zylinder ein Potentiometer, das in Abb. 2 durch den schraffierten Kreis dargestellt wird. Auf diesem Potentiometer liegt der Kontakt k, dem die Feder S den erforderlichen Kontaktdruck erteilt, auf. Er ist mit der Führungshülse F starr verbunden. Diese gleitet auf einer achsenparallel zum Potentiometerzylinder angeordneten Stange. Das obere nach Einstellung der für den Kontakt k besten Höhe feststellbare Führungsstück t' greift in den tieferen Schraubengang des Potentiometers ein. Von unten führt ein zweites gefedertes Führungsstück t''. An der Führungshülse ist außerdem der Markierhebel L angebracht, dessen kurzer unterer Arm durch eine Taste, deren Endstück E gezeichnet ist, wie bei einer Schreibmaschine angeschlagen werden kann. Erfolgt Anschlag, dann markiert die wiederum einstellbare Spitze R, vor der das als Strich gezeichnete Farbband D vorübergeführt wird, auf der Registriertrommel einen Punkt. Der Abfall des Markierhebels bewirkt dann mit Hilfe eines Sperrades mit Sperrklinke eine Verdrehung der Registriertrommel von dem Ausmaß, das der Ordinatendifferenz zweier benachbarter Punkte entspricht. Gleichzeitig wird die Abnehmerbürste B des Kontaktgebers verstellt, sie ist mit der Registriertrommel durch ein einfaches Getriebe und einstellbar gekoppelt.

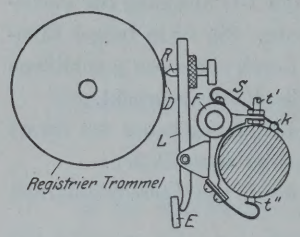


Abb. 2.

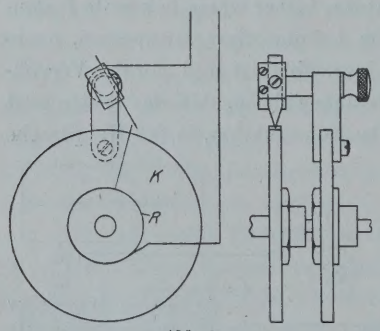


Abb. 3.

Man hat es demnach in der Hand, sowohl die Winkel zwischen zwei benachbarten Bürstenstellungen als auch die Ordinatendifferenz der entsprechenden Meßpunkte beliebig einzustellen. Unabhängig davon besorgt die Auslösung der Markiertaste die für eine neue Markierung bzw. Messung erforderliche Verstellung des Stromabnehmers B und der Registriertrommel.

Die Messung geht so vor sich, daß der Beobachter das aperiodische Galvanometer G beobachtet, mit der einen Hand die Kurbel am Potentiometerzylinder dreht bis der Ausschlag am Galvanometer verschwindet und mit der anderen Hand die Markiertaste drückt. Bei einiger Übung kann man, wie der Verfasser mitteilt, mit dem Gerät 20 Messungen in der Minute ausführen.

Die größte Sorgfalt bei der Herstellung erfordert der Kontaktgeber K, denn von der Sauberkeit und Kürze des Kontaktes hängt die Güte der Messung ab. Das zeigt sich vor allem bei der Untersuchung von Kurven von Maschinen hoher Periodenzahlen. Nach zahlreichen, zum Teil beschriebenen Versuchen ist der Verfasser zu einer Verbesserung des Rosaschen Kontaktgebers gelangt, die weitgehenden Anforderungen genügt und in Abb. 3 gezeigt wird. Das Kontaktsegment auf der umlaufenden Scheibe K besteht aus einem 0,5 mm dicken Band aus Phosphorbronze, das radial in die Scheibe eingelassen ist, mit dem Schleifring R verbunden ist und 3 mm über die Peripherie der Scheibe vorsteht. Der Kontaktabnehmer aus Uhrfederstahl von 0,25 mm Dicke und 6 mm Breite ist zugespitzt und nachstellbar in einem Messingstück gefaßt, das seinerseits eine Justierung der Federstellung gestattet. Das Messingstück ist, wie aus der Zeichnung zu ersehen ist, an einer kreis-

förmigen Scheibe befestigt, die mit der Registriertrommel, wie oben erläutert, gekoppelt ist und durch Betätigung der Markiertaste verstellt wird. Unter Verzicht auf weitere Einzelheiten kann hier nur mitgeteilt werden, daß ein Kontakt etwa 0,0001 sec dauert, was bei einer 1000-Perioden-Maschine einem Winkel von 3,6 Grad entspricht. Bei dieser kurzen Kontaktdauer ergeben sich Kurven, die zahlreiche Einzelheiten enthalten und sehr bestechen. Der Verfasser hat eine ganze Anzahl Kurven seiner Arbeit beigegeben; sie zeigen gleichzeitig, mit welchem Erfolg man die verschiedensten Probleme mit dem Gerät untersuchen kann. Nichtperiodische Vorgänge lassen sich mit dem Gerät nicht untersuchen. Das Gerät hat gegenüber dem Oszillographen Vorzüge, hinsichtlich der auf die Originalarbeit verwiesen werden muß; ein nicht unwesentlicher Anteil daran ist der Einfachheit der Konstruktion und der ebenso einfachen Handhabung des Geräts zuzuschreiben.

W. Keil.

Die Federwaage von Hartmann & Braun und ihre Verwendung.

(De Veerbalans van Hartmann en Braun en haar gebruik.)

Von J. E. Verschaffelt und E. Van de Casteele. *Natuurwetensch. Tijdschr.* **10**. *S. 35—46. 1928.*

An einer horizontalen Achse ist einerseits ein Hebelarm befestigt, der am Ende ein Häkchen zum Anhängen des zu messenden Gewichts und einen kleinen Zeiger zum Einstellen auf eine Nullmarke trägt; andrerseits eine Spiralfeder, die durch Drehen an einem Griff so weit angezogen wird, daß der kleine Zeiger nach dem Anhängen des Gewichts wieder an der Nullmarke einspielt. Ein großer Zeiger, der sich in dem Maße dreht, wie die Feder angezogen wird, zeigt die Größe des Gewichts an einer von 500 bis 1000 mg reichenden Teilung an; zum Wägen von Gewichten bis 500 mg wird ein 500 mg-Gewicht mit angehängt und eine zweite Teilung von 0 bis 500 mg benutzt. An der Drehungsachse ist zur Dämpfung der Schwingungen eine ausgeschnittene Metallplatte angebracht, die zwischen den Polen eines permanenten Magneten schwingt, ferner eine zweite feinere Spiralfeder, die durch einen Knopf an der Rückseite des Instruments betätigt wird und dazu dient, vor der Wägung die Nullstellung des Zeigers zu berichtigen.

Die Verf. haben die Federwaage, die sie bei Kapillaritätsbestimmungen nach der Abreißmethode zu verwenden beabsichtigen, eingehend untersucht und im Anschluß daran ihre Theorie entwickelt. Sie finden durch Wägungen bei verschiedenen Temperaturen von 8,6 bis 25,1° als Temperaturkoeffizienten $k = -0{,}052 + 0{,}00042\,P$, wo P das angehängte Gewicht in mg bedeutet. Die auf dem Zifferblatt enthaltene Angabe, daß die Waage bei 20° richtig zeige, bestätigt sich allerdings nicht, vielmehr würde die Waage, deren Ablesungsgenauigkeit etwa $\pm$ 0,2 mg beträgt, bei Umrechnung der Beobachtungen auf 20° bei einer Belastung mit beispielsweise 500 bzw. 1000 mg 1,3 bzw. 0,4 mg zu wenig anzeigen. Dadurch, daß die Verf. jedoch die Einstellung der erwähnten zweiten Spirale reproduzierbar machten, indem sie den Knopf an der Rückseite des Instruments mit einem Zeiger versahen und darunter eine Gradteilung anbrachten, konnte festgestellt werden, daß zur Kompensierung der Bewegung des großen Zeigers um einen Teilstrich der Knopf in entgegengesetzter Richtung um durchschnittlich 13,5° gedreht werden mußte, und der Apparat ließ sich nunmehr so einstellen, daß bei 14° die Abweichungen der gefundenen Gewichte von den wirklichen im Mittel Null betragen würden. Ebenso erwies es sich als zweckmäßig, zu beiden Seiten der Nullmarke, auf die der kleine Zeiger an dem zur Aufnahme der Last bestimmten Hebelarm eingestellt wird, weitere Teilstriche anzubringen, und die Abweichungen von der Nullstellung rechnerisch zu berücksichtigen. *Ct.*

Der neue Sekundenmesser der Siemens & Halske A.-G.

Bericht von W. Jaekel in Charlottenburg.

Der neue Sekundenmesser der Siemens & Halske A.-G. (Abb. 1) dient zur Bestimmung der Schaltzeiten von Schaltern und Relais und zeichnet sich vor anderen zum gleichen Zweck benutzten Vorrichtungen durch die Genauigkeit der Meßergebnisse und die Einfachheit der Bedienung aus. Insbesondere fällt der bei Benutzung einer Stoppuhr auftretende subjektive Fehler fort, der in der sogenannten Eigenzeit des Beobachters begründet ist. Der Sekundenmesser arbeitet nach der Art eines Zeitzählers und besteht aus einem kleinen, selbst anlaufenden Synchronmotor sowie einem hiermit verbundenen Umdrehungszählwerk. Die Zeitmessung beruht auf der Zählung der während

des Meßvorganges verstrichenen Wechselstromperioden eines 50periodigen Wechselstroms. Dieses Meßprinzip verbürgt hohe Meßgenauigkeit, da die Periodenzahl in größeren Netzen für kleine Zeiträume in hohem Grade konstant bleibt. Der Anker des Synchronmotors hat eine sehr geringe Masse, so daß der Motor beim Einschalten sofort anläuft und beim Ausschalten sofort still steht. Das Gerät eignet sich zum Anschluß an Wechselstrom von 110 und 220 V. Auf der Oberseite sind zwei Ziffernblätter sichtbar, an denen die Laufzeit in ganzen und zehntel Sekunden abzulesen ist. Mit einem Druckknopf in der Seitenwand vermag man die Zeiger nach beendeter Messung auf Null zurückzustellen.

Der Sekundenmesser wird so angeschlossen, daß der Antriebstrom des Sekundenmessers im gleichen Augenblick eingeschaltet wird, in dem auch der Betätigungsstrom des Relais wirksam wird; das geschieht mit Hilfe eines doppelpoligen Schalters. Hierdurch ist unbedingte Übereinstimmung zwischen dem Beginn der Laufzeit des zu prüfenden Relais und des Sekundenmessers gewährleistet. Handelt es sich um die Prüfung eines Schließungskontaktes

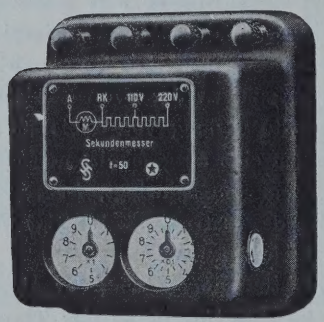
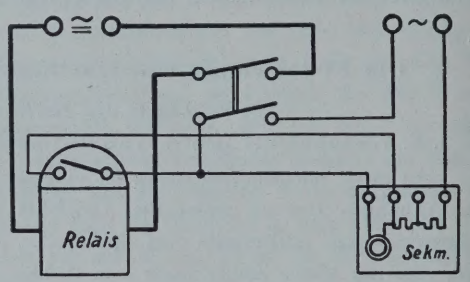


Abb. 1.

Abb. 2.



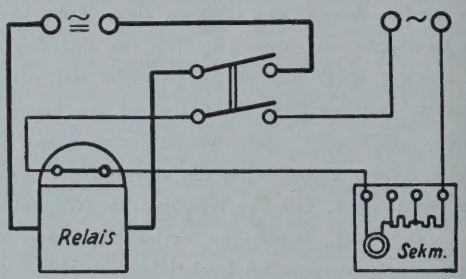


Abb. 3.

(Abb. 2), so wird der Sekundenmesser in der Weise stillgesetzt, daß der Relaiskontakt den Synchronmotor im Sekundenmesser kurzschließt und dadurch bremst. Ist ein Öffnungskontakt zu prüfen, so schließt man ihn so an, daß der Motorstromkreis durch den Kontakt unterbrochen wird (Abb. 3). — Die Meßgenauigkeit des Gerätes ist sehr hoch. Das Getriebe ist nämlich so gebaut, daß der gesamte An- und Auslauffehler des Motors nicht größer als 0,03 bis 0,05 s ist. Der Sekundenmesser wird hauptsächlich für Zeitmessungen unter 10 s benutzt und eignet sich besonders zur Eichung von Zeitrelais, wie sie in Großkraftnetzen zur Netzüberwachung benutzt werden. Die sorgfältige Pflege dieser Relais ist natürlich von größter Bedeutung für die Sicherheit der Stromversorgung. Diese Pflege ließ bisher häufig sehr zu wünschen übrig, ein Umstand, der durch das vorliegende Instrument zu beseitigen ist.

Versuch zur Erzeugung von Interferenzstreifen an dicken Platten.

(*Étude d'un système de franges de lames épaisses.*)

Von A. Aubertin. *Revue d'Opt.* **6.** *S. 445—464. 1927.*

Die Streifen werden durch zweimalige Reflexion an den Flächen einer dicken Platte erhalten: nach einer ersten Reflexion werden die Lichtbündel mittels eines total reflektierenden Prismas zur Platte zurückgeführt. Das Prisma kann der Platte seine Hypotenusenfläche oder die Kante des rechten Winkels zukehren. Im letzten Falle sind die Streifen mannigfaltiger. Die Theorie der Erscheinung wird eingehend diskutiert. *Flügge.*

Interferometer zur Kontrolle optischer Flächen.

(*Interféromètre pour le contrôle des surfaces optiques.*)

Von G. Mabboux. *Revue d'Opt.* **6.** *S. 470—477. 1927.*

Der Verf. beschreibt ein vor zwei Jahren im Laboratorium von M. Armand de Gramont konstruiertes Interferometer, welches die Kontrolle optischer Flächen gestattet, ohne dieselben in Kontakt bringen zu müssen (vgl. Probegläser) oder mit den Händen zu berühren *Flügge.*

Durchlässigkeitseigenschaften von Augenschutzgläsern und anderen Substanzen.

(*Transmissive properties of eye-protective glasses and other substances.*)

Von W. W. Coblentz und R. Stair. *Technol. Pap. Bur. of Stand.* **22.** *S. 555—578. 1928. Nr. 369.*

Es werden Daten über die UV-Absorption farbiger Linsengläser (Viopake, Cruxite, Ultrasin, Filtray, Softlite) gegeben sowie von gesetzlich vorgeschriebenen Augenschutzgläsern gegen schädliche Strahlung für Industriearbeiter. Es werden die Durchlässigkeiten im Ultraviolett, im sichtbaren Licht und im Ultrarot gemessen. Wegen der ausführlichen Tabellen und Kurven sei auf die Originalarbeit empfehlend hingewiesen. Schließlich werden dieselben Untersuchungen auf verschiedene andere Substanzen ausgedehnt, wie Perlmutter, Pollopas, Sextantrotglas, Signalrotglas wärmedurchlässiges Glas, grünlichbraunes Glas, Protectoid (organisches Erzeugnis der Celluloid Co. Newark, N. J.), menschliche Epidermis, kristallisierten und geschmolzenen Quarz. *Flügge.*

Ultraviolett-Durchlässigkeit der gefärbten Quarze.

(*Transparence des quartz colorés pour l'ultraviolet.*)

Von K. Tsukamoto. *Revue d'Opt.* **6.** *S. 478—481. 1927.*

An Hand von spektrographischen Aufnahmen bestimmt Verf. die Lage der ultravioletten Absorptionsgrenze verschiedener Quarze. Die Grenze der UV-Durchlässigkeit variiert sehr mit der Art der Quarze. Beispielsweise ist der grüne Quarz bis zur letzten Aluminiumlinie sehr durchlässig und der gelbe Quarz schon bei 2600 Å.-E. sehr dunkel; aber diese Grenzen sind stärker verschoben als man glaubt. Zwischen der sichtbaren und der ultravioletten Absorption eines Plättchens aus gefärbtem Quarz bestehen keine Zusammenhänge. Zum Beispiel ist beim Rauchquarz der braune weniger UV-durchlässig als der schwarze, trotz erhöhter Durchlässigkeit des ersteren im Sichtbaren. Alle gefärbten Quarze haben indessen eine allgemeine Absorption über das ganze UV-Gebiet gemeinsam. Beim Amethyst variiert die Absorption stark mit der Lichtrichtung und der Farbe der Probe. Weitere Versuche sind im Gang. *Flügge.*

Zum Nutzeffekt der Projektionsapparate.

(*Note sur l'effet utile des appareils de projection.*)

Von A. Dargenton. *Revue d'Opt.* **7.** *S. 109—122. 1928.*

Nach A. Fresnel mißt das Produkt aus der Dauer eines Lichtblitzes und der Lichtintensität den „Nutzeffekt" eines drehenden Leuchtfeuers. Für reflektierende Scheinwerferspiegel von parabolischer Form leitete Fresnel die zur Erreichung des maximalen Nutzeffekts erforderliche Öffnung ab, und fand dafür den Winkelwert 108° zwischen der Achse und dem Leitstrahl, welcher den Brennpunkt mit dem Rande verbindet. Die theoretische Ableitung nach Fresnel ist nur auf reflektierende Systeme anwendbar. Nun erkannte aber bereits Fresnel den Vorteil der dioptrisch wirkenden Ringlinsensysteme gegenüber den spiegelnden Systemen. Verf. der vorliegenden Abhandlung bestimmt nach einer allgemein anwendbaren Methode Nutzeffekt und günstigste Form des Systems unabhängig von dioptrischer oder katoptrischer Anlage. Es wird der Satz hergeleitet, daß jedes Flächenelement des Systems so wirkt, als ob eine Lichtquelle der gleichen Helligkeit wie von der im Brennpunkt befindlichen auf dem Flächenelement ausgebreitet wäre. Mittels dieses Satzes ergibt sich der Nutzeffekt eines dioptrischen wie auch katoptrischen Systems mit genau demselben Ausdruck, den bereits Fresnel ableitete. Dementsprechend ergibt sich auch die Öffnung für beide Arten von Systemen zur Erzielung größten Nutzeffektes genau so wie bei Fresnel. *Flügge.*

Über Reflexphotographie.

Von S. Rösch. *Abhandl. d. Sächs. Akad. d. Wiss.* **39.** *Math.-nat. Kl. Nr. 6. 62 S. 1926.*

Der Verf. versteht unter „Reflexphotographie" ein Verfahren, bei welchem „Licht konstant bleibender Schwingungszahl, von einem leuchenden Punkt kommend, an einem Objekt (z. B. einem Kristall) derart auf eine photographische Schicht reflektiert wird, daß aus dem gewonnenen Bild (das nicht ein getreues Abbild des Reflektors sein soll) auf die räumliche Lage (Richtung!) der reflektierenden Flächenelemente geschlossen werden kann." In dem hier behandelten Verfahren ist das von dem leuchtenden Punkt herkommende Licht mittels eines Kollimators telezentrisch.

Die photographische Schicht ist entweder eben und senkrecht zum primären Lichtbündel oder zylindrisch und parallel zum primären Lichtbündel. Die Projektion der an den Flächenelementen reflektierten Lichtbündel erfolgt nach dem Reflexionsgesetz in der Form, daß jeder reflektierte Strahl mit der Richtung des einfallenden einen Winkel bildet, der doppelt so groß ist als der Winkel zwischen der Einfallsrichtung und der Normalen auf das reflektierende Flächenelement. Auf dieser Grundlage werden die Beziehungen zwischen Reflektor und Reflexbild aufgesucht.

Der für die Aufnahmen benutzte Apparat schließt sich in seiner allgemeinen Bauart ganz dem kleinen Modell des zweikreisigen Goniometers nach V. Goldschmidt an und wird von der Firma Stoë, Inh. Fr. Rheinheimer, Heidelberg, hergestellt. Der mit einem vertikalstehenden Achsenlager versehene Fuß trägt einen feststehenden Nonius, an dem sich der Horizontalkreis vorbeibewegt; mit letzterem fest verbunden ist der Träger des Vertikalkreises, der auf seiner Drehachse zugleich die Zentrier- und Justiervorrichtung trägt, so daß man dem aufgesetzten Kristall also jede Raumlage geben kann. An Stelle von Kollimator und Fernrohr treten hier jedoch Beleuchtungsrohr und Träger der photographischen Schicht. Diese letzteren sind: 1. ein ebener Rahmen, der auf einer mit dem Fuß verbundenen Schiene verschoben werden kann; 2. ein Zylinder, der, gut justiert, aber leicht abnehmbar, bei Bedarf auf die Achse des Horizontalkreises aufgesetzt werden kann. Das Beleuchtungsrohr ist am Rahmen der ebenen Platte befestigt und kann so eingesetzt werden, daß das Licht entweder durch die (zentral durchbohrte) photographische Schicht hindurch an den Kristall tritt oder aber, von seitlich parallel zu dieser kommend, den Kristall durch Reflexion an einem kleinen, vor der Mitte der photographischen Platte angebrachten Spiegelchen erreicht.

Objekte bis zu mehreren Millimetern Größe können ohne weiteres benutzt werden, aber nicht größere, da wegen des telezentrischen Strahlenganges jede Fläche in ihrer wahren Größe projiziert wird.

Über Justierung des Apparates, das photographische Material und spezielle Technik werden besondere Mitteilungen gemacht.

Die Auswertung der Photogramme erfolgt winkelmäßig mittels Kurvennetzen, die im Anhang beigefügt sind.

Der Anwendungsbereich ist zunächst kristallographisch. Weitere Anwendungen bieten die Edelsteinforschung, die bildlichen Darstellungen mathematischer Kurven, Experimente am künstlichen Regenbogen, die Technik der Oberflächenbearbeitung und Reflexuntersuchungen an tierischen Geweben. Siebenzig Photogramme erläutern die theoretischen Ausführungen.

Flügge.

Über Versuchsmodelle von Kursanzeigern für Flugzeuge, bei denen die anzeigenden Zungen durch gerichtete Funksendung zu Schwingungen angeregt werden.

(*Design of tuned reed course indicators for aircraft radiobeacon.*)

Von F. W. Dunmore. *Bureau of Standards Journal of Research.* **1.** (*Nr. 5.*) *S. 751—769. 1928.*

Vom Bureau of Standards ist das Richtungssendeverfahren ausgearbeitet und sind die Versuchsempfangsgeräte für das Flugzeug ausgebildet worden, die der Verfasser behandelt, zu dem Zwecke, dem Flugzeugführer eine dauernde sichtbare Anzeige über den wirklich geflogenen Kurs bzw. über die Abweichungen vom Sollkurs zu geben. Der Richtsender strahlt über ein Antennensystem, das aus zwei gekreuzten Rahmen besteht, dauernd 290000 Schwingungen aus. Dabei wird die von dem einen Rahmen ausgestrahlte Welle mit der Frequenz von 65 Schwingungen, die vom anderen Rahmen ausgestrahlte mit 85 Schwingungen moduliert. Es ergibt sich bei dieser Antennenanordnung für jede Stellung der gekreuzten Rahmen und die aufgewendete Sendeenergie eine charakteristische Energieverteilung bzw. an jeder Stelle innerhalb der Reichweite des Senders für jede modulierte Welle ein charakteristischer Wert der ankommenden Energie. Praktisch genügt es, das Verhältnis dieser Werte zur Anzeige zu bringen.

Wesentlich ist jedoch das für den Flugzeugführer bestimmte eigentliche Anzeigeorgan. Der Verfasser beschreibt verschiedene Versuchskonstruktionen, die in den Hauptbestandteilen sich gleichen, vor allem aber im Aufbau und in der Wirkungsweise einfach sind. Die auf die ankom-

menden Wellen ansprechenden Organe sind zwei Zungen, deren jede auf eine der modulierten Wellen abgestimmt ist, ähnlich denen, die in Frequenzmessern zur Anwendung gelangen. Das Ausschlagverhältnis dieser Zungen bringt die Lage des Flugzeuges zum Sollkurs, der durch die Stellung der gekreuzten Rahmenantennen festgelegt wird, zur Anzeige. Gleiche Zungenausschläge treten auf, wenn der Sollkurs geflogen wird. Je nach dem Grad der Abweichung von diesem Kurs ist der Ausschlag der einen Zunge größer oder kleiner als der der anderen. Die Zungen des Kurszeigers, an deren Enden weiß gehaltene fahnenartige Stücke angebracht sind, werden durch je zwei Elektromagneten angeregt. Letztere liegen mit ihren Wicklungen in dem Anodenkreis der Ausgangsröhre eines leistungsfähigen Flugzeugempfängers. An dem zuletzt ausprobierten Gerät wurden an den freien Enden der Zungen Bimetallstreifen angebracht zur automatischen Ausschaltung von Temperatureinflüssen. Zum Betrieb dieses Geräts genügte eine Energie von 1,5 A. und 3,5 V. Die zwischen den aus Telephonhörern entnommenen Magneten schwingenden Zungen wurden außerdem mit einer Dämpfung versehen, um sie von kleinen Frequenzänderungen der Sendewellen unabhängig zu machen. Das letzte Versuchsmodell des Anzeigegerätes mißt ca. $90 \times 70 \times 115$ mm und wiegt ca. 900 g; es erfüllt demnach in hohem Maße die hinsichtlich Gewicht und Raumbedarf an ein Flugzeuginstrument zu stellenden Forderungen.

Was die mit dem Instrument bei praktischen Versuchen erlangten Ergebnisse betrifft, so verweist der Verfasser auf eine a. a. O. veröffentlichte Arbeit von Dellinger und Pratt. Ob das Gerät unter allen Umständen sich bewährt, bedarf noch sehr der Prüfung, solange die Schwierigkeiten des Richtempfanges im Flugzeug, über deren Überwindung die Meinungen der Fachleute bisher noch sehr auseinandergehen, nicht beseitigt sind. *W. Keil.*

Bücherbesprechungen.

Publications of the Astron. Observatory of the University of Michigan. 2. Bd. 4°. XI, 186 S. mit 10 Tafeln und 10 Textabbildungen. Ann Arbor, 1916.

Der unlängst eingegangene, bereits 1916 erschienene Band enthält hauptsächlich astrophysikalische Beobachtungen, die auf der Ann-Arbor-Sternwarte mit dem im Jahre 1911 zur Aufstellung gelangten $37\,^1/_2$ inches-Spiegel gewonnen wurden und deren Diskussion. Die Beschreibung des an dieser Stelle am meisten interessierenden Instruments ist in dem ersten Band der Veröffentlichungsreihe enthalten. Dem vorliegenden Band ist aber eine ausgezeichnete Reproduktion einer photographischen Aufnahme des Instruments sowie Abbildungen von Spektrogrammen, die mit ihm erlangt wurden, beigegeben.

Der Inhalt umfaßt folgende Arbeiten:

Studien über Sternspektra von *B*-Sternen mit Emissionslinien.
Spektroskopische Beobachtungen von *Md*-Sternen.
Das Spektrum eines Sternes vom *P*-Cygni-Typ.
Das Spektrum von Zeta ursae majoris.
Untersuchung von Spektren der Klasse *R* nach Draper.
Eine Studie über Beta cephei.
Das Spektrum und die Radialgeschwindigkeit von Rho leonis.

Dann werden noch seismische Beobachtungen aus den Jahren 1914 und 1915 mitgeteilt und kleinere Reihen astronomischer Beobachtungen, außerdem eine Methode zur Bestimmung der Bahnelemente spektroskopischer Doppelsterne. *W. Keil.*

H. Sarnetzky, Grundzüge der Luft- und Erdbildmessung. 8°. 236 S. mit 117 Abb. Gebrüder Borntraeger, Berlin 1928. Geb. 12.— RM.

Die in den letzten Jahren veröffentlichten Schriften über Photogrammetrie behandeln in der Hauptsache nur Einzelgebiete; ein sich mit der Photogrammetrie als Ganzes befassendes, auch die seit dem Kriege gemachten Fortschritte berücksichtigendes Buch war seither nicht vorhanden. Das vorliegende, das Gesamtgebiet der Photogrammetrie umfassende Buch verdient deshalb besondere Beachtung.

Der Verfasser betont, daß er die Photogrammetrie nur so weit behandeln will, „als sie für den Landmesser in Frage kommt"; trotzdem sind besondere Abschnitte über die Anwendung der Photogrammetrie in der Architektur, der Kriminalistik und der Meteorologie vorhanden, also über Gebiete, die für den Landmesser überhaupt nicht, oder doch nur ganz ausnahmsweise in Frage kommen.

Wie aus dem Vorwort hervorgeht, will der Verfasser „dem praktischen Landmesser sowohl die Luftbildmessung wie auch die Erdbildmessung näherbringen"; dabei wird aber gesagt, daß man für die Herstellung eines Planes von einem Stück der Erdoberfläche „zweckmäßig die Luftaufnahmen wählt." Von diesem Gesichtspunkt aus wird der Stoff in der Weise eingeteilt, daß zuerst die Luftbildmessung und dann erst die Erdbildmessung behandelt wird. Die Anwendung der Erdbildmessung ist nach dem Verfasser „dann notwendig, wenn Gebilde in der Luft (Wolken) oder Gestirne in den Auswertungsbereich zu ziehen sind" oder „wenn einzelne Objekte auf der Erde, wie bei der Kriminalistik oder Architektur, zeichnerisch dargestellt werden sollen."

Die Bedeutung und die Anwendungsmöglichkeiten der Erdbildmessung bei topographischen Aufnahmen werden von dem Verfasser zweifellos unterschätzt; wenn auch die photogrammetrischen Aufnahmen aus der Luft im Vergleich zu denen von der Erde aus verschiedene Vorteile aufweisen, so wird es doch immer wieder Aufgaben geben, die man besser von der Erde aus löst. Mit Rücksicht hierauf wäre es zweckmäßiger gewesen, wenn die Erdbildmessung der Luftbildmessung vorangesetzt worden wäre; es wäre dies auch für diejenigen von Vorteil gewesen, die sich zum ersten Mal mit der Photogrammetrie beschäftigen und sich auf Grund des Buches mit ihr vertraut machen wollen.

Der Besprechung der photogrammetrischen Instrumente ist mit Recht viel Platz gewidmet. Bei den Aufnahmeapparaten für Luftaufnahmen wurden nur die neueren Bauarten der Firmen G. Heyde und C. Zeiss behandelt. An Aufnahmegeräten für Erdaufnahmen wird außer der bekannten Feldausrüstung von C. Zeiss eigentümlicherweise nur ein älterer Phototheodolit von G. Heyde beschrieben; die nach den Angaben von E. Doležal und R. Hugershoff von den Firmen R. u. A. Rost und G. Heyde gebauten Instrumente, sowie andere neuere Bauarten werden nicht erwähnt. Der den Aufnahmegeräten für Erd- und Luftaufnahmen gemeinsame Teil, die Meßkammer, hätte besser hervorgehoben werden können.

Bei der Erdbildmessung werden als Auswertegeräte für stereophotogrammetrische Aufnahmen der Stereokomparator und der Stereoautograph behandelt; dabei wird in bezug auf die punktweise Auswertung mit dem ersteren gesagt, daß „die Raumkoordinaten jedes Punktes mühselig nach Formeln berechnet werden müssen". Diese Bemerkung ist insofern nicht ganz einwandfrei, als bekanntlich C. Pulfrich selbst schon graphisch-mechanische Verfahren angegeben hat zur Ermittlung der Koordinaten auf Grund der mit dem Stereokomparator gemessenen Größen.

Unter den Geräten zur Auswertung von Luftaufnahmen werden beschrieben der Doppelprojektor von M. Gasser, der Autokartograph von R. Hugershoff, der Stereoplanigraph von W. Bauersfeld und der Aerokartograph von R. Hugershoff; der neuerdings in der Schweiz viel benutzte Autograph von H. Wild wird nicht erwähnt.

Die Erdbildmessung ist eingeteilt in Meßtischphotogrammetrie — oder besser Einschneidephotogrammetrie oder Photogrammetrie mit Einzelbildauswertung — und Stereophotogrammetrie — oder Bildpaarauswertung —; bei der Luftbildmessung ist nur von der Stereophotogrammetrie die Rede, obwohl man bekanntlich auch hier bei Benutzung des Bildtheodolits[1]) die Einschneidephotogrammetrie anwenden kann.

Der Verfasser verzichtet absichtlich — vom praktischen Standpunkt aus mit Recht — auf die rechnerische Lösung der Aufgabe des Rückwärtseinschneidens im Raum; bei der grundlegenden Bedeutung dieser Aufgabe für die Luftbildmessung hätte aber eine kurze Besprechung dieser Aufgabe

[1]) Der „Bildtheodolit" dient zum Auswerten von Meßbildern; man kann ihn deshalb auch als Meßbildtheodolit bezeichnen. Da man den gewöhnlichen Theodolit auch nicht als Meßtheodolit bezeichnet, so ist es nicht erforderlich von einem Bildmeßtheodolit zu sprechen; es genügt die Bezeichnung Bildtheodolit für ein Instrument zur Ausführung von Winkel- oder Richtungsmessungen auf Grund von Bildern.

nicht fehlen dürfen, ohne eine solche sind die z. B. auf S. 29 gemachten Bemerkungen über „Berechnung von Raumpyramiden“ und „den sogenannten Fall des gefährlichen Zylinders“ für den Leser ziemlich wertlos.

An verschiedenen Stellen der Erdbildmessung hat man den Eindruck, daß dem Verfasser die eigene praktische Erfahrung fehlt. Dies ist z. B. der Fall bei der „Ermittlung der Basislänge mit Hilfe von Basismeßlatten“; das dort Gesagte genügt für den Anfänger nicht.

Schade ist es, daß die geometrischen Figuren in der Mehrzahl zu klein sind.

Das Buch hat den Vorzug, daß es das erste ist, in dem insbesondere die für topographische Zwecke in Frage kommende Photogrammetrie unter Berücksichtigung der in den letzten Jahren gemachten Fortschritte zusammenhängend dargestellt ist; es wird deshalb sicher viele dankbare Leser finden. *P. W.*

Curtius Müller, Taschenbuch der Landmessung und Kulturtechnik. 500 S. mit 160 Abb. Konrad Wittwer, Stuttgart 1929. Geb. 12,—RM.

Das von C. Müller unter Mitwirkung von verschiedenen anderen Fachleuten herausgegebene Taschenbuch ist der zweite Teil des bekannten Kalenders für Landmessungswesen und Kultur technik in einer neuen Form. Von den 31 neu bearbeiteten Abschnitten, in die das Taschenbuch eingeteilt ist, interessiert hier besonders der vom Herausgeber selbst bearbeitete Abschnitt über Instrumentenkunde. Die Auswahl und die Behandlung des Stoffes entsprechen dem Zweck des Taschenbuches, dem in der Praxis stehenden Vermessungsingenieur ein kurzgefaßtes Nachschlagebuch zu bieten. Besonders beachtenswert sind von diesem Gesichtspunkt aus die in der Einleitung enthaltenen allgemeinen Bemerkungen über den Bau und den Gebrauch der Instrumente; auch die am Schluß gegebene Zusammenstellung der wichtigsten Instrumente mit Angabe der ungefähren Größen und Preise wird von vielen sicher dankbar begrüßt werden. Der Abschnitt enthält eine Fülle von wertvollen Bemerkungen für die Benützung der Instrumente.

Dem Verlage gebührt besonderer Dank für die gediegene Ausstattung, die er dem Taschenbuch gegeben hat. Wenn bei einer Neuauflage der Abschnitt über Instrumentenkunde durch Beigabe von weiteren, nur das Grundsätzliche betonenden Figuren erweitert werden könnte, so wäre dies zu begrüßen.

Das Taschenbuch wird vielen ein willkommener Berater sein. *P. W.*

Karl Albrecht, Eduard Duncker, Geschichte seines Wirkens. Kl. 8°. 60 S. m. 7 Abb. Verlag D. Opt. Wochenschrift, Rud. Borkmann, Weimar 1928.

Die vorliegende ausführliche Würdigung des Lebens und Wirkens Ed. Dunckers, dessen Gedächtnis auch in dieser Zeitschr. **48** S. 299 1928 von Albrecht wachgerufen worden ist, bildet einen dankenswerten Beitrag zur Geschichte der Kgl. priv. optischen Industrie-Anstalt zu Rathenow und darf somit auf das Interesse unseres Leserkreises rechnen. *G.*

Jahresbericht des Direktors des Geodätischen Institutes für die Zeit vom April 1925 bis März 1926. 37 S. Potsdam 1927. 2 RM.

In dem von H. Boltz geleiteten Arbeitsgebiet des Geodätischen Instituts in Potsdam wurde bei dem von H. Boltz angegebenen „Entwicklungsverfahren zum Ausgleichen geodätischer Netze nach der Methode der kleinsten Quadrate“ zur Ausführung von durchgreifenden Summenproben eine schreibende „Dalton“-Addiermaschine in Verbindung mit einer „Millionär“-Multipliziermaschine verwendet.

Die rund 240 m lange Potsdamer Versuchsbasis wurde in dem von G. Foerster geleiteten Arbeitsgebiet in den Monaten Januar und Februar 1926 zum Studium der Konstanten des Apparates und der Standfestigkeit der Basisendpunkte achtmal mit dem Brunnerschen Basisapparat gemessen. Die Unterschiede zwischen dieser Messung und der im Sommer 1924 ausgeführten sind derart groß, daß sie nicht als durch zufällige Messungsfehler entstanden angenommen werden können; als mögliche Ursachen werden angeführt Fehler der Ausdehnungskoeffizienten der Meßstangen, die verschiedenartigen Verhältnisse bei beiden Messungen und Veränderungen bei den Festlegungspunkten der Versuchsbasis. Mit Rücksicht auf die zuerst genannte Fehlerquelle sollen die Ausdehnungskoeffizienten durch die Physikalisch-Technische Reichsanstalt neu bestimmt werden. Trotz der Kleinheit

der mittleren Fehler — diese liegen für die ganze Basislänge bei den verschiedenen Messungen zwischen 0,05 und 0,12 mm — sagt der Bericht, „daß auch dieser Basisapparat nicht als vollkommen betrachtet werden kann".

Im Anschluß an die Messung mit dem Brunnerschen Apparat wurde die Hilfsbasis auch mit fünf, vom Institut neu beschafften Invar-Drähten gemessen; diese Messungen mußten aber verworfen werden, weil die Reibung der Kugellager in den Rollen der Spannböcke zu groß war. Die Spannböcke wurden daraufhin umgebaut.

Über das Ergebnis der Untersuchung einer größeren Reihe von Sekundenlibellen hat B. Wanach in dieser Zeitschrift (46. S. 221. 1926) selbst eingehend berichtet. *P. W.*

F. Auerbach und **W. Hort,** Handbuch der physikalischen und technischen Mechanik, Leipzig 1929, Joh. Ambr. Barth. Bd. IV, Lief. 1. Gr. 8°. VI, 198 S. m. 186 Abb. Subskr.-Pr. 16,— RM. Bd. VII, Lief. 2. Gr. 8°. VI, 252 S. m. 68 Abb. Subskr.-Pr. 19,20 RM.

Die gesamte Fachwelt wird auch den Inhalt der jetzt erschienenen weiteren Lieferungen dieses großen Spezialwerkes dankbarst würdigen. Der Inhalt trägt in gleichem Maße den physikalischen und technischen Interessen Rechnung, er macht aber auch immer von neuem offenkundig, wie eng sich die mechanischen Grundlagen beider Kreise berühren. *G.*

Wettbewerb.

Die Gesellschaft für Zeitmeßkunde und Uhrentechnik E. V., Berlin, schreibt einen Wettbewerb für eine wissenschaftliche Arbeit aus. Das Thema lautet: „Untersuchung über den Einfluß des Magnetismus auf Taschenuhren, über Schutzgehäuse und über die Methoden der Entmagnetisierung". — Durch die Untersuchung sind die Ergebnisse der über diesen Gegenstand bereits ausgeführten Arbeiten zu erweitern. Die besondere Beschränkung auf einen Teil des Themas ist zulässig. Die Teilnahme ist offen für jedermann. — Für die beste Arbeit wird ein Preis von 500 RM (fünfhundert Reichsmark) ausgesetzt. Die Arbeiten müssen spätestens am 1. Mai 1930 in einer für den Druck geeigneten Form bei der Gesellschaft für Zeitmeßkunde und Uhrentechnik E. V., Berlin C 2, Breite Straße 8—9, eingehen. Es kommen nur solche Arbeiten in Frage, die bisher noch nicht veröffentlicht worden sind. Die Veröffentlichung der preisgekrönten Arbeit (eventuell in gekürzter Form) erfolgt auf Kosten der Gesellschaft. Die Gesellschaft behält sich eine Teilung des Preises vor, falls gleich gute Preisarbeiten eingehen. Die Entscheidung des Preisrichterkollegiums ist endgültig und unanfechtbar. — Auskunft erteilt der Obmann des wissenschaftlichen Ausschusses der Gesellschaft, Prof. Dr. Mahnkopf, Potsdam, Geodätisches Institut. — Preisrichter sind: Prof. Dr. Angenheister, Göttingen; Prof. Dr.-Ing. Bock, Hamburg; Prof. Dr. Göpel, Berlin-Charlottenburg; Fabrikbesitzer Otto Lange, Glashütte; Prof. Dr. Mahnkopf, Potsdam.

Die Danziger Hochschule lädt ein.

Die Technische Hochschule der freien Stadt Danzig feiert vom 18.—20. Juli 1929 ihr fünfundzwanzigjähriges Bestehen, das — wissenschaftlich und kulturell gleich bedeutsam — festlich begangen werden soll. Die Hochschule der alten Hansastadt an der Ostsee erwartet in diesen Festtagen ihre Angehörigen, ihre Freunde, ihre früheren Lehrer und Schüler aus aller Welt.

Die Erinnerung an Danzig und an hier verlebte schöne Sommertage wird in vielen den Wunsch lebendig werden lassen, dieses Fest mit uns zu begehen. Kommt alle, die ihr Verständnis habt für die Kultur des Ostens, für ihre Aufgaben und ihre Schwierigkeiten!

Teilt uns möglichst bald mit, ob wir Euch mit Euren Angehörigen erwarten dürfen. Werbt auch bei Euren Freunden für diese Fahrt. Ihr könnt zu Wasser, zu Land oder in der Luft hierherkommen. Wir möchten möglichst zeitig für gute Unterkunft vorsorgen.

Gebt also schnell Eure Zusagen an die Hauptgeschäftsstelle unserer Hochschule. Wir freuen uns auf Euer Kommen!

Rektor und Senat der Technischen Hochschule Danzig.

Nachdruck verboten.

Verantwortlich für die Redaktion: Oberregierungsrat Professor Dr. F. Göpel in Charlottenburg.
Verlag von Julius Springer in Berlin W. — Druck von Oscar Brandstetter in Leipzig.

Zeitschrift für Instrumentenkunde.

Kuratorium:

Prof. Dr. **E. Kohlschütter** in Potsdam, Vorsitzender, Prof. Dr. **R. Straubel** in Jena,
Prof. Dr. **F. Weidert** in Berlin-Zehlendorf, geschäftsführendes Mitglied.

Schriftleitung: Oberregierungsrat Prof. Dr. **F. Göpel** in Charlottenburg-Berlin.

XLIX. Jahrgang. **Juli 1929.** Siebentes Heft.

Interferometrische Methode zur Untersuchung von Stahlkugeln auf ihre Gestalt sowie zur Prüfung der Hertzschen Druckgleichungen.

Von
Otto Schönrock und **Erich Einsporn.**
(Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.)

1. Einleitung.

Die Frage nach der Güte in der äußeren Form (d. h. nach der Rundheit der einzelnen Kugeln, sowie nach der Übereinstimmung der Durchmesser der verschiedenen Kugeln jeder Sorte) der für Kugellager zu verwendenden Stahlkugeln schien uns einer experimentellen Beantwortung wert, als gelegentlich eines referierenden Vortrages, den Herr R. Vieweg über die in Gemeinschaft mit Herrn Schering[1]) angestellte Untersuchung „zur Beurteilung der Lagerschmierung nach elektrischen Messungen" hielt, die Ansichten über diese Verhältnisse nicht unwesentlich auseinandergingen, und weil wir in den an durchsichtigen Platten erzeugten Interferenzerscheinungen ein geeignetes Fundament für die Ausarbeitung einer Methode zur Klärung dieser Frage erblickten. In dieser Veröffentlichung werden wir direkte Ausmessungen von Stahlkugeln nur insoweit berücksichtigen, als jene zum besseren Verständnis des Hauptthemas notwendig erscheinen, und es einer späteren Arbeit überlassen, über den Grad der Güte im allgemeinen nähere Angaben zu machen.

2. Interferenzerscheinungen als Grundlage.

a) Kurven gleicher Neigung.

Es möge ausgegangen werden von den Interferenzbeobachtungen im reflektierten Lichte an einer von einer monochromatischen Lichtquelle beleuchteten, durchsichtigen, ziemlich planparallelen Platte. Läßt man die von einem größeren oder kleineren Stück der Vorder- bzw. Hinterfläche unter verschiedenen Neigungswinkeln herkommenden Parallelstrahlenbündel in das für die Ferne akkommodierte Auge oder in das Objektiv eines auf Unendlich gestellten Fernrohres eintreten, so bilden sich auf der Netzhaut des Auges bzw. in der Brennebene des Fernrohrobjektivs die Haidingerschen Interferenzringe[2]) aus.

b) Kurven gleicher Dicke.

Beobachtet man auf gleiche Weise, d. h. mit bloßem oder mit einem Fernrohr (oder auch Lupe) bewaffnetem Auge, akkommodiert aber auf die Plattenoberfläche, so

[1]) H. Schering und R. Vieweg, *Zeitschr. f. angew. Chem.* **39.** *S. 1119, 1601. 1926.*
[2]) Vgl. z. B. Kohlrausch, Lehrbuch der praktischen Physik, 15. Aufl. *S. 316. 1927.*

erblickt man im möglichst senkrecht reflektierten Lichte die Fizeauschen Interferenzkurven gleicher Plattendicke[1]).

Die Prüfung mittels dieser Interferenzstreifen versagt indessen für gut parallele Platten, bei denen die Dickenunterschiede etwa unter 0,3 μ bleiben. Alsdann ist man auf die Untersuchung mittels der Haidingerschen Interferenzringe angewiesen. Ihr Aussehen wird (eventuell durch eine passend angebrachte Blende) nur von einem *kleinen*, um die Sehlinie des Fernrohrs herumliegenden Stück der Platte, von der sogenannten *wirksamen Stelle der Platte*, bedingt. Demgemäß muß man das Fernrohr parallel zur ruhenden Plattenoberfläche, oder auch umgekehrt, verschieben und die Durchmesseränderungen der Ringe beobachten, um daraus auf die entsprechenden Dickenänderungen der Platte schließen zu können. Die Theorie lehrt, daß man zu dickeren wirksamen Stellen kommt, wenn sich die vorhandenen Ringe erweitern und neue aus dem Zentrum hervorquellen, dagegen zu dünneren, wenn sich die Ringe nach dem Zentrum zusammenziehen, d. i. kleiner werden.

c) Interferenzapparat nach Abbe, Brodhun und Schönrock.

Zur Beobachtung der Fizeauschen und Haidingerschen Interferenzerscheinung wurden für die vorliegenden Untersuchungen zwei in der Reichsanstalt seit Jahren zur Bestimmung des Parallelismus und der Ebenheit von Platten dienende Interferometer benutzt. Der ältere von beiden Apparaten, der noch heute bei den laufenden Prüfungen auf Planparallelismus, im besonderen von Saccharimeter-Quarzplatten, zur Zufriedenheit arbeitet, ist aus dem ersten Abbeschen[2]) Instrument für die Untersuchung des Parallelismus hervorgegangen, das von Brodhun und Schönrock[3]) so umgebaut wurde daß mit ihm auch sehr genaue Ebenheitsbestimmungen ausgeführt werden können Es ist am angegebenen Orte ausführlich beschrieben worden.

Dieser Apparat wurde nur anfangs zu den ersten, mehr orientierenden Charakter tragenden Messungen für die noch zu beschreibende Methode benutzt, da er Dickenänderungen in einer Luftschicht mittels der Fizeauschen Streifen erst von einer halben Wellenlänge der homogenen Lichtart an aufwärts auszumessen gestattet, und dann auch nur mit einer Genauigkeit von etwa 0,09 μ für den vorliegenden Zweck.

d) Interferometer von Schönrock.

Das neuere der beiden oben erwähnten Instrumente ist ein großer Interferenzapparat, der nach den von Schönrock entworfenen Zeichnungen im Jahre 1905 in der Werkstatt der Reichsanstalt hergestellt wurde. Hier werden die Dickendifferenzen nur mit Hilfe der Haidingerschen Interferenzringe ermittelt. Zu dem Zwecke wird ein kleines Fernrohr sich parallel längs einer Geraden über die zu untersuchende durchsichtige Schicht hingeführt und dabei mittels einer Mikrometerschraube, die zwei Parallelfäden verschiebt, die Radienänderung etwa des zweiten Ringes gemessen. Auf diese Weise lassen sich die Abweichungen im Parallelismus bzw. gegen eine ideale Ebene bis auf etwa 0,6 mμ (Größenordnung des Durchmessers eines Gasmoleküls!) sicher ermitteln. Für den vorliegenden Zweck ist jedoch eine Genauigkeit von 0,01 μ schon als ausreichend anzusehen.

---

[1]) Vgl. z. B. Kohlrausch, Lehrbuch der praktischen Physik, 15. Aufl. *S. 310. 1927.*

[2]) S. Czapski, *Diese Zeitschr.* **5.** *S. 149. 1885.*

[3]) Eugen Brodhun und Otto Schönrock, *Diese Zeitschr.* **22.** *S. 357. 1902.*

Da sich in der Literatur noch keine näheren Angaben über dieses so außerordentlich genaue Messungen zulassende Interferometer vorfinden, seine genaue Kenntnis aber für den Rahmen unserer Untersuchung wohl durchaus unerläßlich ist, so soll zunächst eine ausführliche Beschreibung des Apparats gegeben werden. Seine Konstruktion ist aus den Abb. 1 und 2 ersichtlich.

Die Verschiebung des Beobachtungs-Fernrohres AB erfolgt auf dem 300 mm langen und 25 mm dicken, massiven Stahlzylinder W, dem weitaus wertvollsten Teile des ganzen Instruments. Von der Vorstellung ausgehend, daß sich schmale Flächen in so großer Längsausdehnung viel genauer zylindrisch als eben schleifen lassen, wurde als

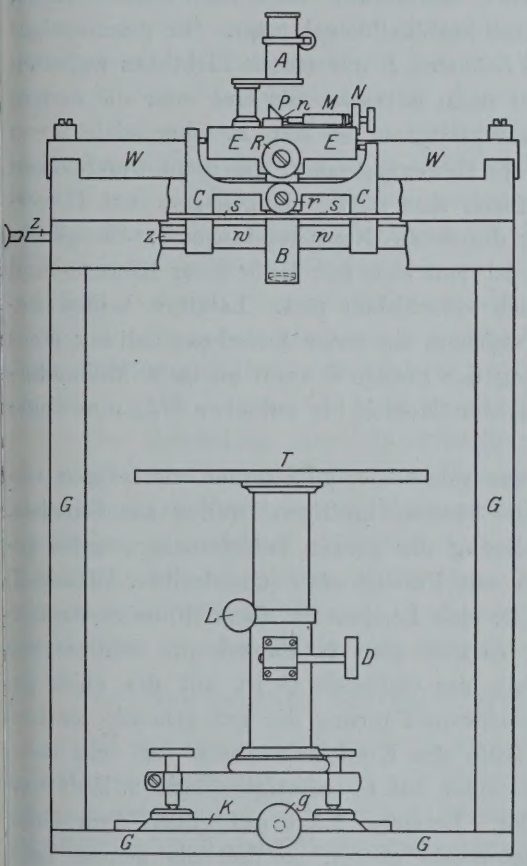


Abb. 1.

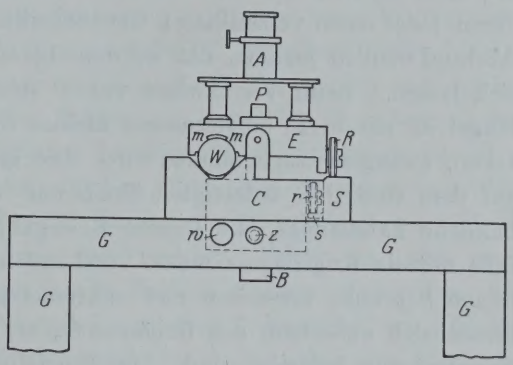


Abb. 2.

Führung für die geradlinige Verschiebung des das Fernrohr tragenden Schlittens E die Walze W gewählt. Die nach ihrer Fertigstellung durchgeführte Prüfung bestätigte die obige Annahme; längs der für E ausnutzbaren Schublänge von 130 mm dreht sich nämlich das Fernrohr im Maximum nur um 2,7 Sekunden um die vertikale Achse, bzw. 4,6 Sekunden um die zur Bewegungsrichtung senkrechte, horizontale Achse, ein für die damaligen technischen Mittel zur Herstellung genauer Zylinder überraschend gutes Resultat. Ersterer Fehler kann überhaupt keinen Einfluß auf die Beobachtungsresultate ausüben, während die letztere Abweichung wegen ihrer geringen Größe auch nicht Veranlassung zur Entstehung eines merklichen systematischen Fehlers bei den Messungen gibt. Die provisorische Verwendung dieser Walze am Apparat als Träger der verschiebbaren Platte eines variablen Luftplatten-Etalons zur Untersuchung der Interferenzfähigkeit von Lichtquellen, über die demnächst von uns berichtet werden soll, hat sich bei dieser empfindlichsten Beanspruchung so gut bewährt, daß man von einem in der Herstellung befindlichen zweiten Stahlzylinder für die Führung einer verschiebbaren Etalonplatte in der berechtigten Annahme einer Fortentwicklung der einschlägigen technischen Hilfsmittel ein noch bedeutend günstigeres Ergebnis erwarten darf. Durch den geringen Druck abgepaßter Winkelstücke auf die beiden Enden des Zylinders wird dieser in seinen zwei sattelförmigen Lagern festgehalten.

Der viereckige Kasten E aus Rotguß ist an zwei Seiten halbkreisförmig unterdreht, gleitet einerseits an diesen Stellen mit je zwei Nasen $m\,m$ auf der Walze W und rollt andererseits mittels des Stahlrades R auf der gut ebenen Laufschiene S. Auf eine überaus genaue Rollbewegung Bedacht zu nehmen ist nicht nötig, da selbst eine sehr merkliche Drehung von E um die Zylinderachse W keinerlei Einfluß auf die Ausmessungen der Interferenzringe hat, wie dies aus den späteren Darlegungen leicht ersichtlich ist. Um dem Schlitten E eine vollkommen zwanglose Verschiebung erteilen zu können, wird er nicht direkt mit der Hand fortbewegt, sondern mittels des Mitnehmer-Gestells C, das gleichfalls auf einer Walze w gleitet und mit einem Rädchen r auf einer ebenen Schiene s abrollt. Schlitten C besitzt zwei nach oben ragende Arme, deren jeder einen verstellbaren Gewindestift mit Stahlhalbkugel trägt. Ihr gegenseitiger Abstand wird so justiert, daß sie den oberen Schlitten E mit einem Lichtblitz zwischen sich fassen. Beim Verschieben von C stößt dann entweder die eine oder die andere Kugel an ein in E eingelassenes kleines Stahlplättchen, so daß E, ohne sich je zu ecken, zwanglos mitgenommen wird. Die grobe Bewegung von C geschieht durch einen auf dem Gestell G befestigten Trieb und durch eine mittels Kugellagers mit C verbundene Zahnstange, die feinere Bewegung durch die Neusilberstange Z, die gleichfalls mittels Kugellagers mit C verbunden ist und sich mit Hilfe einer Klemme und feinen Schraube arretieren und mikrometrisch verschieben läßt. Letztere beiden befinden sich außerhalb des Gehäuses G, an welchem sie unter Zwischenschaltung eines Kugelgelenks befestigt sind. Die Einstellung der Stange Z kann an ihrer Millimeterteilung mittels eines außen an G angebrachten Nonius bis auf etwa $^2/_{100}$ mm abgelesen werden.

Das Ganze wird von einem sehr schwer gehaltenen gußeisernen viereckigen Gestell G getragen, das selbst wieder auf einem überaus kräftigen Dreifuß aus Gußeisen ruht, dessen drei Stellschrauben eine Justierung des ganzen Interferenzapparates gestatten, wenn z. B. bei Ebenheitsmessungen mit Flüssigkeiten (Quecksilber, Rizinusöl) gearbeitet werden soll. Denn will man z. B. eine horizontale ebene Flüssigkeitsoberfläche direkt als Vergleichsfläche benutzen, so muß man ja danach die Sehlinie des Fernrohrs AB ausrichten können. Innerhalb des Gehäuses G ist auf der eben geschliffenen Grundplatte von G in Schwalbenschwanz-Führung der gut gehende plattenförmige Schlitten K angebracht, der mit Hilfe der Kordelschraube g vor- und rückwärts bewegt werden kann, indem diese in einer auf G befestigten Mutter läuft und in einem Kugelgelenk am Schlitten K endet. Letzterer trägt auf einem Arm einen Nonius, der außen an G über eine Millimeterskale gleitet, so daß die genaue Lage von K bis auf etwa $^2/_{100}$ mm abzulesen ist. Auf K steht ein mit drei Stellschrauben justierbares, aus Messing verfertigtes Stativ, das die durch Trieb D und Klemmschraube L in der Höhe verstellbare Tischplatte T trägt, auf welcher die zu untersuchende Platte montiert wird. Um diese vor dem Einfluß der strahlenden Wärme zu schützen, kann der Apparat allseitig mit hochglanz polierten vernickelten Messingblechen verschlossen werden.

In der Brennebene des Fernrohrobjektivs B befindet sich ein Diaphragma mit rechteckiger Öffnung, deren eine Hälfte durch das rechtwinklig-gleichschenklige Reflexionsprisma P bedeckt ist. Dicht unter diesem sind parallel zur Prismenkante (also senkrecht zur Zeichenebene) über das Diaphragma zwei Parallelfäden im gegenseitigen Abstande von 0,16 mm gezogen, die im Verein mit dem Diaphragma zur Justierung der zu prüfenden Platte dienen. In der freien Hälfte des Diaphragmas läßt sich mittels der Mikrometerschraube N ein zweites Parallelfadenpaar n verschieben, das auf zwe

Armen des Mikrometerschlittens M sitzt. Der gegenseitige Abstand dieses Fadenpaares kann variiert werden, um ihn der Schärfe der auftretenden Interferenzringe anzupassen, und ist für den vorliegenden Zweck auf 0,23 mm fixiert. Das Mikrometer besitzt eine Schraube, deren Ganghöhe 0,2 mm beträgt und deren Fehler unter 1 μ bleiben; seine Trommel N ist in 50 Teile geteilt, so daß gegen einen festen Index auf $^1/_{10}$ Trommelteil gleich 0,4 μ abgelesen werden kann; die ganzen Umdrehungen der Schraube lassen sich an einer Skale des Mikrometerschlittens gegen einen festen, auf dem Gehäuse M befindlichen Index ablesen. Die zu untersuchende Parallelplatte auf T wird nun so justiert, daß das von ihr reflektierte rechteckige Lichtbild ein wenig seitlich vom Prisma P zu liegen kommt und zwar so, daß sich das Bild des festen Fadenpaares genau zentrisch zwischen dem beweglichen Fadenpaar n befindet, wenn letzteres auf eine bestimmte Trommelstellung (bei uns 190,0) eingestellt ist. In diesem Falle beträgt der mit einem Längenkomparator direkt ermittelte Abstand der Mitten der beiden reellen Fadenpaare 1,8924 mm, demnach die Entfernung der Mitte des beweglichen Fadenpaares von dem genau in sich reflektierten Mittelpunkt die Hälfte davon, d. s. 0,9462 mm. Liegt also hierbei gerade der mittlere Teil eines Interferenzstreifens zentrisch zwischen diesem Fadenpaar, so ist der Radius des Interferenzbogens gleich 0,9462 mm, ein Wert, der zur Trommelstellung 190,0 gehört. Damit ist dann auch für jede andere Trommelstellung der entsprechende Radius gegeben, weil dieser um je 0,004 mm zu- bzw. abnimmt, wenn die Schraube um einen Trommelteil zu größeren bzw. kleineren Zahlen weitergedreht wird. So gehört z. B. zur Ablesung 132,8 der Radius $0{,}9462 - (190{,}0 - 132{,}8)\,0{,}004 = 0{,}7174$ mm.

Die Einstellung eines Interferenzstreifens (Ringstückes) zwischen den beiden Parallelfäden n durch Drehen der Trommel N ist recht empfindlich, weil er zwischen den schwarzen Fäden infolge Kontrastwirkung ganz bedeutend schmaler erscheint als im freien Gesichtsfelde. Deshalb beläuft sich selbst für eine Luftplatte von nur 1,6 mm Dicke der mittlere Fehler einer einzelnen Einstellung bloß auf etwa $\pm 0{,}8$ Trommelteile oder 0,0032 mm. Demgemäß hat es keine Schwierigkeit, die jeweiligen Radien der Interferenzringe mit einer Genauigkeit von $\pm 2\,\mu$ zu ermitteln.

e) Beleuchtung des Interferenzapparates und Strahlengang.

Als homogene Lichtquelle dient bei unseren Untersuchungen gewöhnlich eine Glas-Quecksilberlampe in der von Fabry und Perot angegebenen Form, in einem Wasserbade montiert und mit 6 A gebrannt, eine Anordnung, die im Gebrauche recht handlich ist und sich für die vielgestaltigen Interferenzmessungen seit vielen Jahren in unserem Laboratorium gut bewährt hat[1]). Läßt man dieses Licht durch das Jenaer Blauviolettglas 447^{III} von 1,5 mm Dicke gehen, so ist für okulare Beobachtungen nur noch die blaue Hg-Linie 4358 wirksam, mit welcher alle unsere Messungen ausgeführt wurden. Das Nähere über den Strahlengang ist aus der Abb. 3 leicht zu ersehen.

Befindet sich das Fernrohr, dessen Objektiv die Brennweite $F = 100{,}0$ mm und die Öffnung $D = 12$ mm hat, in der Mitte des Stahlzylinders, so ist im Abstande 400 mm vom Reflexionsprisma eine 120 mm Brennweite besitzende Beleuchtungslinse aufgestellt, die von der um $3F = 300$ mm entfernten Lichtquelle ein Bild im Abstande $2F = 200$ mm entwirft. Damit ist erreicht, daß letztere genügend weit vom Apparat entfernt ist und sich ihre Wärmestrahlung durch einen beiderseits mit Nickelpapier bekleideten Holzschirm mit kleinem Loch bei der Beleuchtungslinse fast restlos abblenden läßt.

---

[1]) Eugen Brodhun und Otto Schönrock, *Diese Zeitschr.* **22.** *S. 360. 1902.*

Die von der Lichtquelle ausgestrahlte Wärme wirkt dann nicht mehr störend auf die Messungen ein.

Das in der Fassung verschiebbare Fernrohrokular hat 35 mm Brennweite und in seiner Brennebene als Okulardeckel eine gut schließende Irisblende. Wird nun die zu untersuchende Platte auf dem Tisch des Apparates in der Höhe so eingestellt, daß sie in der Brennebene des Fernrohrobjektivs zu liegen kommt, dann entsteht bei jeder Lage des Okulars ein scharfes Bild der Platte in der Irisblende. Auf diese Weise läßt sich bei Betrachtung der Irisblende mit einer Lupe die Platte seitlich bis auf 0,2 mm sicher so justieren, daß ihre Ausmessung genau längs der gewünschten Geraden erfolgt, was natürlich notwendig gefordert werden muß. Gleichzeitig hat man es durch Änderung der Irisblenden-Öffnung in der Hand, die wirksame Stelle der Platte beliebig zu verkleinern und damit die Interferenzringe auch noch bei größeren Keilwinkeln der zu prüfenden Schicht scharf erscheinen zu lassen. Gewöhnlich wählen wir bei der Beobachtung der Interferenzstreifen die Irisblenden-Öffnung zu 0,5 mm, so daß also von der Luftplatte in Abb. 3 immer nur ein kreisförmiges Stück von 1,4 mm Durchmesser zur Erzeugung der Interferenzringe benutzt wird.

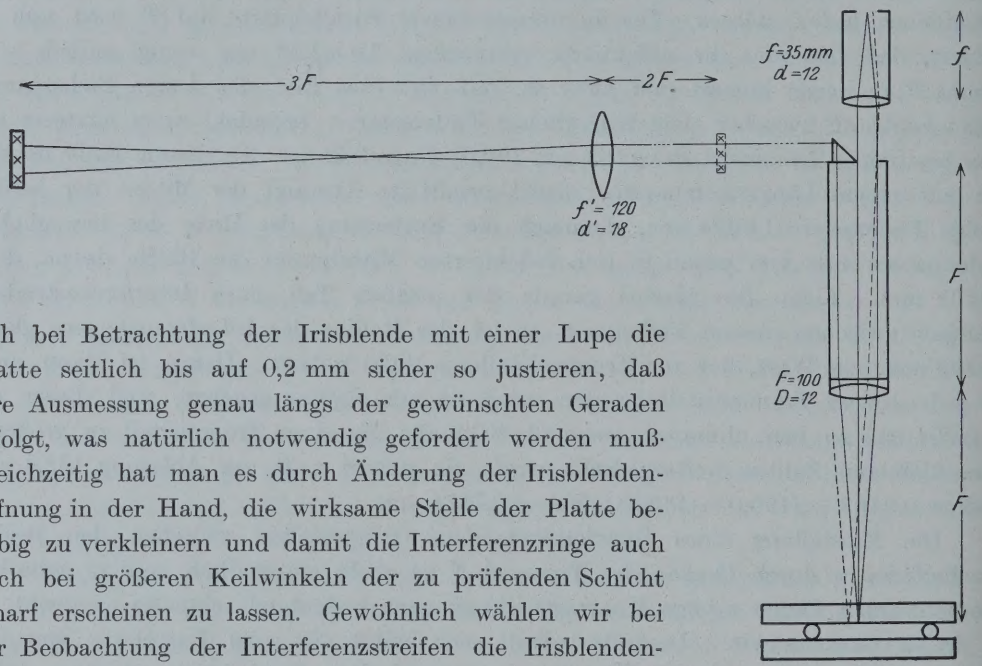


Abb. 3

3. Die Methode.

a) Im allgemeinen.

Die vorher besprochenen Interferenzerscheinungen an durchsichtigen, schwach keilförmigen Platten für eine Ausmessung der Dickenunterschiede von Stahlkugeln zu gebrauchen lag bei der Vorstellung nahe, daß derartige Kugeln zwischen durchsichtige Platten gelegt im allgemeinen einen interferometrisch ausmeßbaren Luftkeil bilden werden. Deshalb wurde ein solcher nach Abb. 4 im besonderen durch drei in den Eckpunkten eines gleichseitigen Dreiecks angeordnete Kugeln erzeugt, von denen zwei (*1* und *2*) merklich denselben zu den Platten senkrechten Durchmesser besitzen müssen, damit dann die dritte Kugel durch die Abweichung ihres Durchmessers von demjenigen der beiden anderen gleich hohen Kugeln die gegenseitige meßbare Plattenneigung bestimme. Die Kugeln *1* und *2* mögen als Standards bezeichnet werden.

b) Beschreibung der Anordnung.

Als Grund- und Deckplatten dienen kreisförmige, senkrecht zur optischen Achse geschliffene Quarzplatten von 15 mm Dicke, 60 mm Durchmesser und 19 Minuten Keilwinkel, deren Flächen bis auf $\pm$ 0,01 μ, also recht gut eben sind, was für den vorliegenden Zweck als völlig ausreichend anzusehen ist. Die beiden Keile der Platten

liegen gleichsinnig übereinander in Richtung der Verbindungslinie der beiden Kugeln *1* und *2* (Abb. 4), welche im Apparat senkrecht zur Bewegungsrichtung des Fernrohrs gestellt wird. Damit ist erreicht, daß in seiner Brennebene neben dem Reflexionsprisma die von der obersten und untersten Fläche der Platten reflektierten Bilder seitlich (und zwar in Richtung der Verbindungslinie der Kugeln *1* und *2*) neben dem von der Luftplatte herrührenden Bilde mit den Interferenzringen liegen und sich mit ihrem Lichte nicht störend über die Interferenzerscheinung lagern können.

Nach einer großen Anzahl von Versuchsreihen bildet sich infolge der schwachen Reibung beim Drehen der Kugel *3* in sich am Berührungspunkt auf der Grundplatte ein winziger blinder Fleck, der bei stärkerer Ausbildung leicht zu Fehlern Veranlassung geben könnte. Deshalb wird jetzt als Grundplatte eine parallele Planquarzplatte mit matter Unterseite benutzt. Letztere ist zur Verhinderung jeglicher Lichtreflexion unter Zuhilfenahme von Zedernholzöl mit drei Lagen dünnen schwarzen Seidenpapiers beklebt. Sobald sich dann auf dieser Platte der blinde Fleck bemerkbar macht, wird sie ein wenig in sich gedreht, so daß Kugel *3* immer auf einer blanken Stelle der Platte ruht.

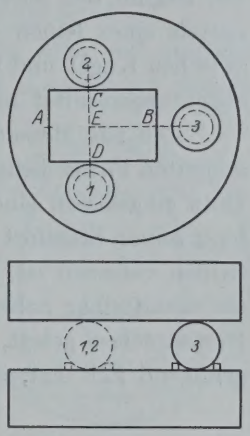


Abb. 4.

Die auf der unteren Platte gleich weit vom Rande befindlichen drei Kugeln werden durch flache Messingringe am Fortrollen gehindert. Diese Zentrierringe sind in ihrer Gestalt sorgfältig so abgepaßt, daß in ihnen die Kugeln gerade nur spielen. Dies läßt sich folgendermaßen leicht erreichen: Ring nebst Kugel werden auf einen ebenen Glasspiegel gelegt, der reflektiertes Licht von unten heraufsendet, worauf man die obere innere Ringkante mittels Krauskopfes so stark facettiert, bis gerade geringstes Zittern der Kugel im Ringe durch intermittierendes Aufblitzen des Lichtes an der gebrochenen Innenkante wahrgenommen wird. Die Messingringe werden an den Seiten mit kaltem roten Klebwachs (von Gautsch in München) auf der Grundplatte befestigt.

Mit Hilfe einer auf die Irisblende des Interferenzapparates scharf eingestellten Lupe läßt sich nun unschwer, wie oben des näheren auseinandergesetzt, auf dem Tisch des Apparates die Platte mit den Kugeln so justieren, daß folgende Bedingungen sämtlich erfüllt sind. Die obersten Punkte der Kugeln liegen in der Brennebene des Fernrohrobjektivs; sie bilden die Ecken eines gleichseitigen Dreiecks von der Höhe 28,0 mm; die Verbindungslinie der Kugeln *1* und *2* steht senkrecht zur Bewegungsrichtung des Fernrohrs; die Luftplatte wird genau längs der Geraden AB ausgemessen. Die Deckplatte ruht lose in einer Fassung und kann mit Hilfe einer in der späteren Arbeit zu beschreibenden Zentriervorrichtung stets gleichmäßig so auf die Kugeln gelegt werden, daß diese die Deckplatte immer an einunddenselben drei Stellen der Platte berühren. Nach ausgeführter Justierung werden, um die Beobachtungen zu erleichtern und nicht immer erst Ablesungen auf der Skale von Stange Z (Abb. 1) vornehmen zu müssen, am Gestell G zwei passende Anschläge so angebracht, daß sie die Bewegung des Schlittens C auf eine Schubweite von 28 mm begrenzen und zwar noch so, daß die Strecke AB (Abb. 4) gleich 28,0 mm zur Ausmessung gelangt. Auf diese Länge hin kann dann der von dem Kugelsystem gebildete Luftkeil durchlaufend beobachtet werden.

Damit auch die Grundplatte während der Versuche keinerlei variable Durchbiegungen erleiden kann, liegt sie in ihrer Fassung lose nur an drei kleinen Stellen

auf, die sich genau senkrecht unterhalb der drei Kugelmittelpunkte befinden. Dadurch wird zugleich verhindert, daß sich die Grundplatte infolge der Belastung im ganzen durchbiegt.

c) Reinigung der Kugeln und Aufbewahrung.

Die geringe Größenordnung der an der Luftplatte auszumessenden Dickenunterschiede verlangt natürlich peinlichste Sauberkeit und Staubfreiheit des gesamten Kugel-Plattensystems. Das wird erzielt durch Baden der einzelnen Teile in Benzin, Abtrocknen mit einem weichen Lederlappen und weiteres Abwischen mit einem feinen Leinenlappen. Bei Beginn der Messung einer jeden Kugel müssen dann nochmals die Oberflächen mittels eines feinen Haarpinsels von jedem Stäubchen gesäubert werden, damit sich zwischen Kugel und Platte kein Staubteilchen festsetzen kann, wodurch sonst das Beobachtungsresultat merklich gefälscht werden würde.

Die zur Messung vorbereiteten gereinigten Kugeln der gleichen Sorte einer bestimmten Firma befinden sich in numerierten Näpfchen, welche in einem harten Holzklotz eingelassen sind, der nur etwa einen halben Meter vom Interferenzapparat entfernt seinen Standort erhält. Mittels einer Pinzette, die mit die Wärme schlecht leitenden Griffen versehen ist, wird die zu messende Kugel aus ihrem Loch genommen und in ein unmittelbar neben der Luftplatte auf dem Tisch des Apparates stehendes einzelnes Holznäpfchen gelegt, wo sie während der Dauer der Messung der vorhergehenden Kugel genügend Zeit hat, die Temperatur der beiden Standardkugeln anzunehmen.

d) Wahl der Standards.

Unter den Kugeln einer Sorte lassen sich stets zwei finden, die in je einem Durchmesser einander gleich sind. Man dreht nämlich unter Beibehaltung der Kugel *3* (Abb. 4) irgend zwei Kugeln *1* und *2* so lange in sich oder wechselt sie gegen andere derselben Sorte aus, bis die Luftplatte genau längs der Geraden CD keine Dickenänderung mehr aufweist, d. h. die Interferenzringe im Gesichtsfelde ihre Lage nicht verändern; hierbei verschiebt man die Luftplatte in Richtung CD mit Hilfe des Schlittens K (Abb. 1) durch die Schraube g. Jedoch sind die beiden Durchmesser der Kugeln *1* und *2* schon als hinreichend gleich anzusehen, wenn sich das innerste zweite Interferenz-Ringstück für die ganze Strecke CD nur um weniger als 0,1 mm verschiebt. Ein merklicher Fehler kann dadurch nicht verursacht werden, weil ja bei den definitiven Messungen aller Kugeln derselben Sorte längs AB diese Gerade AB von oben gesehen in ihrer Lage völlig ungeändert erhalten bleibt. Denken wir uns AB auf die untere Fläche der Deckplatte gezeichnet, so wird sich die Linie AB je nach dem Durchmesser von Kugel *3* nur um den festen Punkt E senkrecht zu CD drehen. Dieser variierende Keilwinkel der Luftplatte in Richtung AB ist dann aus den Dickenmessungen längs AB leicht abzuleiten.

e) Befestigung der Standardkugeln.

Notwendigerweise muß während der Messungen die Deckplatte oftmals abgehoben und wieder heraufgelegt werden. Damit hierbei die Standards durch geringes Drehen in ihren Zentrierringen nicht ihre Bezugsdurchmesser verändern können, also die Standarddicke der Luftplatte im Punkte E (Abb. 4) unabänderlich dieselbe bleibe, ist es unumgänglich nötig, die beiden Kugeln *1* und *2* zweckentsprechend zu befestigen. Dies kann mit Hilfe der allgemein bekannten käuflichen Gummilösung geschehen, die aus der Tube über ein aufgekittetes, spitz ausgezogenes Glasröhrchen seitlich an die Kugel gedrückt und zum Zentrierring herübergezogen wird, so daß gleichsam zwischen

den letzteren eine Brücke entsteht, die allmählich durch Verdunsten des Lösungsmittels zu einem festen Gummifaden erhärtet. Jede Kugel wird durch drei solche Gummistützen festgelegt. Der Vorgang des Erstarrens der Lösung zu Gummi macht sich deutlich durch ein Hin- und Herbewegen der Interferenzringe in dem über E gestellten Fernrohr bemerkbar. Dieses förmliche Atmen der Ringe läßt sich durchschnittlich etwa eine halbe Stunde lang beobachten, bis die Gummifäden ziemlich fest geworden sind.

Um sicher zu gehen, daß die Standarddicke ihren endgültigen Wert angenommen hat, ist es zu empfehlen, immer erst den Tag nach dem Befestigen der Standardkugeln mit den eigentlichen Messungen zu beginnen.

f) Auswahl von 13 Durchmessern der zu prüfenden Kugel.

Von jeder Kugel, die in den Zentrierring *3* (Abb. 4) gebracht wird, soll nun eine größere Anzahl ihrer Durchmesser relativ zur Standarddicke in E ausgemessen werden. Auf einfachste Weise lassen sich durch 45°-Drehungen der Kugel 13 verschiedene Durchmesserstellungen erreichen (siehe Abb. 5). Es werde eine 45°-Drehung um die zur Zeichnungsebene senkrechte Achse im Sinne des Uhrzeigers, wobei z. B. Punkt 2 nach Lage 1 gelangt, mit y bezeichnet, eine solche um die in der Zeichnungsebene liegende vertikale Achse im Uhrzeigersinne, falls das Auge in der Papierebene von oben (Lage 1) her schaut und wobei z. B. Punkt 2 nach Lage 13 gelangt, mit $+z$ bzw. im entgegengesetzten Sinne mit $-z$. Dann kommen die sämtlichen 13 verschiedenen Durchmesser der Reihe nach in die zur Ausmessung dienende Stellung 1, wenn man die folgenden Drehungen nacheinander ausführt:

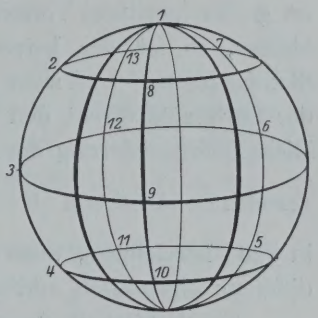


Abb. 5.

Ausgangslage		gibt	Durchmesser	1
Drehung	y	„	„	2
„	y	„	„	3
„	y	„	„	4
„	$y-z+y$	„	„	5
„	y	„	„	6
„	y	„	„	7
„	$y+z+y$	„	„	8
„	y	„	„	9
„	y	„	„	10
„	$y-z+y$	„	„	11
„	y	„	„	12
„	y	„	„	13
„	y	„	„	1.

Diese 45°-Drehungen wurden in der ersten Zeit mit der Pinzette von Hand ausgeführt. Wenn auch diese nach Augenmaß vorgenommenen Drehungen nie genau sein können, so ist doch andererseits die 45°-Drehung von allen durch die Hand bewerkstelligten Drehungen mit am sichersten abzuschätzen, so daß man damit bereits beträchtlich genaue Resultate erzielt. Aus den 13 Durchmesserwerten berechnet sich ein hinreichend genauer Mittelwert für den Kugeldurchmesser relativ zur Standarddicke. An Stelle von Hand erfolgen jetzt diese 45°-Drehungen jeder Kugel in sich mittels eines kleinen Apparates besonderer Konstruktion, wodurch die Untersuchung wesentlich an Zeit gekürzt und zugleich die Sicherheit der Messungen merklich erhöht wird;

über diese Vorrichtung soll gelegentlich der einleitend angekündigten ergänzenden Arbeit näher berichtet werden.

g) Vorgang der Messung.

Bei der Messung für jeden einzelnen Durchmesser wird in der folgenden Weise verfahren. Man stellt das Fernrohr über A (Abb. 4), ferner den reellen Doppelfaden so, daß zentrisch in ihm der $A.$, meist zweite, innerste Interferenzstreifen liegt, und liest die zugehörige Trommelstellung a in Trommelteilen ab. Beim Verschieben des Fernrohrs aus dieser Anfangsstellung in seine Endstellung über B zählt man die am Doppelfaden vorbeiziehenden Streifen fortlaufend als den $A+1.$, $A+2.$, usw. bis $B.$, auf den schließlich der Doppelfaden neu eingestellt wird mit der Trommelstellung b. Hierbei ist gleichzeitig auf den Sinn der Streifenwanderung zu achten; vergrößern sich die Interferenzringe, so wird die Luftdicke größer, und der zu messende Durchmesser ist größer (positives Vorzeichen) als die Standarddicke in E; werden dagegen die Ringe kleiner, so ist der betreffende Durchmesser kleiner (negatives Vorzeichen) als die Standarddicke. Und zwar ergibt, da Strecke $AB = E3$, die gefundene Dickenänderung der Luftplatte direkt den Unterschied zwischen Standarddicke und Kugeldurchmesser. Diese Dickenänderung der Luftplatte ist nun gleich dem mit dem richtigen Vorzeichen versehenen Ausdruck $(B - A)\frac{\lambda}{2}$ (wenn $\lambda = 0{,}0004358$ mm die Wellenlänge des Lichtes in Luft bezeichnet), wozu noch die der Trommeldifferenz $b - a$ entsprechende Dickendifferenz algebraisch addiert werden muß.

Die Richtigkeit dessen ist leicht daraus zu folgern, daß dem größeren Ringradius die größere Trommelzahl a oder b zukommt, und daß zweitens bei den geringen hier in Betracht kommenden Dickenänderungen die gesamte Interferenzfigur immer wieder merklich dieselbe bleibt, wenn sich die Luftdicke um eine ganze Zahl von $\frac{\lambda}{2}$ ändert. Man tut gut, mit den Einstellungen des Doppelfadens in der Nähe des Ringzentrums zu bleiben, weil hier der gleichen Dickendifferenz die größte Streifenwanderung zukommt.

Der Trommeldifferenz $b - a$ entspricht noch nach dem Früheren eine Radienänderung des Interferenzringes um $(b - a)\,0{,}004$ mm. Es bleibt daher nur noch die Aufgabe zu lösen, aus dieser Radienänderung den zugehörigen Dickenunterschied abzuleiten.

h) Beziehung zwischen der Radienänderung eines Interferenzringes und dem zugehörigen Luftdicken-Unterschiede.

Bilden in einer Luftplatte von der Dicke d die Parallelstrahlen mit der Normale der Luftplatte den Winkel β, so ist bekanntlich die Phasendifferenz

$$2d\cos\beta = k\lambda, \qquad 1)$$

wenn k die Interferenz-Ordnungszahl bezeichnet. Im reflektierten Licht zeigen sich dunkle Interferenzringe für alle ganzen Zahlen von k; deshalb soll von jetzt ab k stets eine ganze Zahl bedeuten. Jedem k ist also ein bestimmter Wert von β zugeordnet.

Der Ring mit der Ordnungszahl k habe den Radius r, und es sei f die Brennweite des Fernrohr-Objektivs. Da wir die Beobachtungen auf die innersten Ringe beschränken können, ist r sehr klein gegen f anzusehen, so daß sich leicht ergibt in Bogenmaß

$$\beta = \frac{r}{f}. \qquad 2)$$

Weiter folgt

$$\cos\beta = 1 - \frac{\beta^2}{2}, \tag{3}$$

$$2d\left(1 - \frac{r^2}{2f^2}\right) = k\lambda. \tag{4}$$

Durch Zunahme der Dicke auf d_1 ändere der Ring k seinen Radius auf r_1, dann ist entsprechend

$$2d_1\left(1 - \frac{r_1^2}{2f^2}\right) = k\lambda,$$

woraus sich leicht ergibt

$$d\left(1 - \frac{r^2}{2f^2}\right) = d_1\left(1 - \frac{r_1^2}{2f^2}\right),$$

$$d_1 - d = \frac{d}{2f^2}(r_1^2 - r^2) \tag{5}$$

als die aufzusuchende Beziehung. Auf der rechten Seite dieser Gleichung kommt es auf den genauen Wert von d nicht an, weil die Genauigkeit von $d_1 - d$ hauptsächlich durch die Größe $r_1 - r$ bedingt wird, da $r_1^2 - r^2$ als Produkt $(r_1 + r)(r_1 - r)$ zu schreiben ist.

Die Ausrechnung der Beobachtungen vereinfacht sich sehr, wenn man in Tabellenform die Größe

$$\Delta = \frac{d}{2f^2} r^2 \tag{6}$$

als Funktion von r darstellt. Dann wird nämlich leicht ablesbar

$$d_1 - d = \Delta_1 - \Delta. \tag{7}$$

Für $r_1 = 0$ folgt $d_1 - d = -\Delta$, d. h. die Größe Δ kann auch als die Dickenabnahme definiert werden, die eintreten müßte, damit der Ring k vom Radius r gerade im Ringzentrum verschwinde.

Auf den ersten Blick könnte man an der Gl. 5 verwunderlich finden, daß sie von der benutzten Wellenlänge λ ganz unabhängig ist. Das ist aber doch richtig und erklärt sich daraus, daß die Ringe um so dichter liegen, je kleiner λ gewählt wird; bei derselben Dickenänderung Δ werden also für kleineres λ mehr Ringe im Zentrum verschwinden als für ein größeres λ, bzw. aus dem Zentrum hervorquellen.

Wie vorher auseinandergesetzt worden ist, läßt man zur Erleichterung der Messungen besser die $B - A$ Streifen am Doppelfaden vorbeiziehen und beobachtet zur Auffindung des Restbetrages den Radius r des A. Streifens, sowie r_1 des B. Streifens. Dieser Restbetrag $d_1 - d$ kann dann ebenfalls nach Gl. 5 berechnet werden, weil wie schon gesagt die Interferenzfigur hier dieselbe bleibt, wenn sich die Luftdicke um eine ganze Zahl von $\frac{\lambda}{2}$ ändert. Wir wollen uns nun vergewissern, daß dem wirklich so ist.

Für $\beta = 0$ wird

$$2d = k_0\lambda, \tag{8}$$

und es schadet der Allgemeingültigkeit des Beweises nichts, wenn wir, um eine bestimmte Interferenzfigur vor Augen zu haben, k_0 für das Zentrum als genau ganze Zahl voraussetzen. Der n. innerste Ring hat dann die Ordnungszahl $k_0 - n$, so daß wird

$$2\,d\cos\beta = (k_0 - n)\,\lambda,$$

$$1 - \frac{\beta^2}{2} = \frac{k_0 - n}{k_0},$$

$$\beta = \sqrt{\frac{2\,n}{k_0}},$$

$$r = f\sqrt{\frac{2\,n}{k_0}} = f\sqrt{\frac{n\,\lambda}{d}}. \qquad 9)$$

Nun setzen wir $B - A = m$ (ganze Zahl), also die Luftdicke habe z. B. zugenommen um $\frac{m\,\lambda}{2}$. Dann ist

$$2\,d_1 = (k_0 + m)\,\lambda,$$

$$2\,d_1\cos\beta_1 = (k_0 + m - n)\,\lambda,$$

$$r_1 = f\sqrt{\frac{2\,n}{k_0 + m}},$$

$$r - r_1 = f\sqrt{2\,n}\left(\frac{1}{\sqrt{k_0}} - \frac{1}{\sqrt{k_0 + m}}\right) = f\sqrt{\frac{2\,n}{k_0}}\left(1 - \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{m}{k_0}}}\right),$$

und schließlich, da m sehr klein gegen k_0 ist,

$$r - r_1 = \frac{f\,m\sqrt{n}}{\sqrt{2}\,k_0^{\frac{3}{2}}}. \qquad 10)$$

Dieses $r - r_1$ soll sich demnach in unserem Falle als verschwindend klein herausstellen. Da der Fehler mit abnehmender Luftdicke größer wird, wollen wir die Rechnung für die kleinsten zur Untersuchung gelangenden Kugeln von etwa 3 mm Durchmesser ausführen. Mit $\lambda = 0{,}0_8 4358$ mm wird $k_0 = 13\,768$ und $d = 3{,}0001$ mm. Für m brauchen wir höchstens die Zahl 10 anzusetzen, da die Dickenänderung dann bereits 2,18 μ beträgt, wobei einige hundertstel μ eigentlich schon keine Rolle mehr spielen. n braucht nie größer als 3 genommen zu werden. Also wird

$$m = 10 \qquad n = 3 \qquad f = 100{,}0 \text{ mm}$$

$$r = 2{,}088 \text{ mm} \qquad r - r_1 = 0{,}758\ \mu,$$

wo letzteres eine Größe ist, die tatsächlich nicht berücksichtigt zu werden braucht, weil sie in der auszumessenden Dickenänderung nur einen Fehler verursacht, der nach Gl. 5 berechnet 0,000475 μ beträgt, also völlig vernachlässigt werden kann.

i) Darstellung der Größe Δ als Funktion der Trommelstellungen in Tabellenform.

Werden die Trommelstellungen a in Trommelteilen abgelesen, so gilt allgemein, wie früher (nach Abschnitt 2 d) gezeigt worden ist, für r in mm

$$r = 0{,}9462 - (190{,}0 - a)\,0{,}004$$

und somit

$$r = 0{,}1862 + 0{,}004\,a. \qquad 11)$$

Weiter ist nach Gl. 6

$$\Delta = d\,\frac{r^2}{2f^2}.$$

Man wird sich daher zunächst eine größere Tabelle herstellen, welche die Größen $\frac{r^2}{2f^2}$ als Funktion von a enthält, und daraus dann für jede zu untersuchende Kugelsorte durch Multiplikation mit dem Kugeldurchmesser d eine kleinere Tabelle, die für a das zugehörige Δ ablesen läßt.

Unsere systematische vergleichende Untersuchung von Stahlkugeln beschränkt sich vorerst auf solche von 3 bis 12,7 mm Durchmesser. Dann genügt es, $\frac{r^2}{2f^2}$ für $a = 100$ bis 380 zu berechnen, und z. B. für 3-mm-Kugeln Δ nur für $a = 250$ bis 380, für 12,7 mm-Kugeln Δ nur für $a = 100$ bis 160. Diese Grenzwerte von a sind leicht abzuleiten aus den beiden Grenzradien r' und r'' nach Gl. 9, wenn man $n = 1$ bzw. $n = 2$ setzt, nämlich

$$r' = f\sqrt{\frac{\lambda}{d}} \quad \text{bzw.} \quad r'' = f\sqrt{\frac{2\lambda}{d}} = r'\sqrt{2}. \qquad 12)$$

Wegen der unvollkommenen Rundheit der Kugeln genügt für die vorliegenden Messungen die Ablesung der ganzen Trommelteile, sowie die Berechnung der gefundenen Dickenänderungen der Luftplatte bis auf hundertstel μ. Denn einem Trommelteil entspricht im äußersten Falle, nämlich für $d = 12{,}7$ mm und $r = 0{,}828$ mm, nur eine Änderung von Δ um 0,0042 μ.

Weiter brauchen die Tabellen für Δ nur von 10 zu 10 Trommelteilen berechnet zu werden, weil dazwischen interpoliert werden darf, wie aus den beiden folgenden Tabellen 1 und 2 zur Genüge hervorgeht.

Tabelle 1.

d in mm	a in Trommelteilen	Δ in μ	Differenzen der Δ in 0,001 μ
3	250	0,211	
			15
	260	0,226	
			14
	270	0,240	
	360	0,397	
			19
	370	0,416	
			21
	380	0,437	

Tabelle 2.

d in mm	a in Trommelteilen	Δ in μ	Differenzen der Δ in 0,001 μ
12,7	100	0,218	
			31
	110	0,249	
			33
	120	0,282	
			35
	130	0,317	
			37
	140	0,354	
			38
	150	0,392	
			41
	160	0,433	

Praktisch reduziert sich daher die ganze Ausrechnung für die 12,7 mm-Kugeln auf die folgende einfache kleine Tabelle 3.

Tabelle 3.

$d =$	$a =$	100	110	120	130	140	150	160
12,7 mm	Δ in 0,01 μ =	22	25	28	32	35	39	43
			3	3	4	3	4	4

Tabelle 4.

12,7 mm-Kugel, Durchmesser	Beobachtete Werte	δ in 0,01 μ		Grenzwerte von δ in 0,01 μ
1	$A = 2$ (—) $B = 5$ $a = 101$ $b = 110$	— 65 + 25 — 22	— 62	
2	2 — 4 143 143	— 44 + 36 — 36	— 44	
3	2 + 4 128 121	+ 44 + 28 — 31	+ 41	+ 41
4	2 — 4 155 127	— 44 + 31 — 41	— 54	
5	2 + 3 152 122	+ 22 + 29 — 40	+ 11	
6	2 — 3 115 142	— 22 + 36 — 26	— 12	
7	2 — 3 128 121	— 22 + 28 — 31	— 25	
8	2 + 3 142 148	+ 22 + 38 — 36	+ 24	
9	2 + 3 145 150	+ 22 + 39 — 37	+ 24	
10	2 — 4 147 152	— 44 + 40 — 38	— 42	
11	2 — 5 101 118	— 65 + 27 — 22	— 60	
12	2 — 5 110 105	— 65 + 24 — 25	— 66	— 66
13	2 — 3 117 137	— 22 + 34 — 27	— 15	
		Mittleres $\delta = \delta_{13}$ $= \frac{\Sigma\delta}{13} = \frac{+100 - 380}{13}$, $\delta_{13} = -22$		Größte Durchmesser-Differenz 107

Den vorher angegebenen Definitionen gemäß ergibt sich nunmehr der Unterschied δ zwischen Standarddicke und Kugeldurchmesser allgemein zu

$$\delta = \pm (B - A)\frac{\lambda}{2} + \Delta_b - \Delta_a, \qquad 13)$$

worin Δ_a bzw. Δ_b die zu den Trommelstellungen a bzw. b gehörigen Werte von Δ bedeuten, und im ersten Summanden das obere Vorzeichen + zu nehmen ist, wenn die Ringe größer werden, die Luftdicke also zunimmt. Dagegen gilt das untere Minuszeichen, wenn die Streifen zum Zentrum hinwandern. Es ist daher δ gleich dem Kugeldurchmesser minus der Standarddicke. Natürlich muß dabei, woran erinnert sein mag, das Fernrohr immer in der Richtung von der wirksamen Stelle A (Abb. 4) der Luftplatte nach B hin verschoben werden.

Als Beispiel sei das Protokoll über die vollständige Durchmessung einer Kugel in der vorstehenden Tabelle 4 wiedergegeben. Das Zeichen + bzw. — zwischen den Zahlen A und B zeigt an, ob die Ringe größer bzw. kleiner werden. Der mittlere Durchmesser dieser einzelnen Kugel ist mithin um 0,22 μ kleiner als die Standarddicke, und die größte Differenz der verschiedenen Durchmesser der Kugel in sich beträgt 1,07 μ, also ihre Rundheit, d. i. die in Prozenten des Durchmessers ausgedrückte Abweichung, $100\,\frac{0{,}00107}{12{,}7} = 0{,}0084$ Prozent. Schon aus diesen Zahlen läßt sich schließen, daß es bei derartigen Messungen in der Regel auf einige hundertstel μ nicht ankommt. — Zu beachten ist noch, daß dem mit $A = 2$ bezeichneten Interferenzring durchaus nicht immer ein und dieselbe Ordnungszahl k zukommt, was ja aber auch nicht nötig ist.

Sollte das lichtschwache Bild des festen Fadenpaares bei den Einstellungen auf die Interferenzstreifen störend einwirken, so ist es vorzuziehen, den dritten oder vierten Streifen für die Messungen zu benutzen. Deshalb tut man gut, das feste Fadenpaar möglichst nahe der Prismenkante anzubringen. (Fortsetzung folgt.)

Über einen neuen Richtungshörer.

Von
Dr. **Chr. v. Hofe** in Wien.

Die Richtungshörer haben in der letzten Zeit, besonders für Kriegszwecke, eine große Wichtigkeit erreicht. Das Bestreben geht dahin, im Felde alles unsichtbar zu machen und jedes auffällige Objekt nach Möglichkeit zu verdecken, bzw. zu verschleiern. Außerdem werden immer mehr die kriegerischen Handlungen in der Nacht ausgeführt, z. B. Flugzeugangriffe. Wenn also im Kriege nichts mehr zu sehen ist, so kommt als nächster menschlicher Sinn für die Wahrnehmung irgendwelcher gefährlichen Vorgänge das Gehör in Frage, zumal da die Versuche, die unsichtbaren elektromagnetischen Strahlen, also die ultravioletten oder die ultraroten Lichtstrahlen, welche entweder wegen ihrer zu großen Länge oder zu geringen Kürze für den Gesichtssinn nicht wahrnehmbar sind, auf andere Weise wahrnehmbar zu machen, keine besonders großen praktischen Erfolge gezeitigt zu haben scheinen.

Aus diesen Gründen sind schon während des Krieges verschiedene Konstruktionen von Richtungshörern ausgeführt worden, angefangen vom einfachen Paraboloid mit Mikrophon im Brennpunkt, bis zu dem auf Zeit- oder Phasenunterschied be-

ruhenden Instrumenten, nicht nur in Deutschland, sondern auch im Ausland, so besonders in England, Frankreich und Amerika. Neuerdings hat der österreichische Artillerie-Hauptmann Dr. Max Maurer eine neue Idee gehabt, die Einstellgenauigkeit des Richtungshörers durch eine eigenartige Anordnung ganz erheblich zu verbessern und diesen Gedanken zunächst mit Prof. Dr. E. Haschek ausprobiert. Die weitere Bearbeitung und Herstellung der Instrumente haben die Erfinder dann der Firma Goerz übertragen.

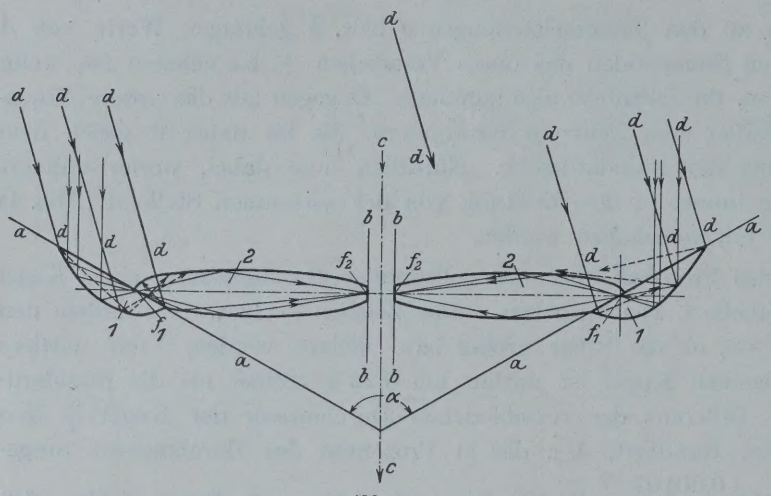


Abb. 1.

Die Genauigkeitssteigerung wird dadurch erreicht, daß ein von links herkommender Schall nur mit dem linken, ein von rechts herkommender Schall nur mit dem rechten Ohr gehört wird, während ein direkt von vorne kommender Schall mit beiden Ohren gleichzeitig gehört wird. Der Intensitätsabfall des Schalles in der Nähe der Mittelrichtung ist für jedes Ohr außerordentlich

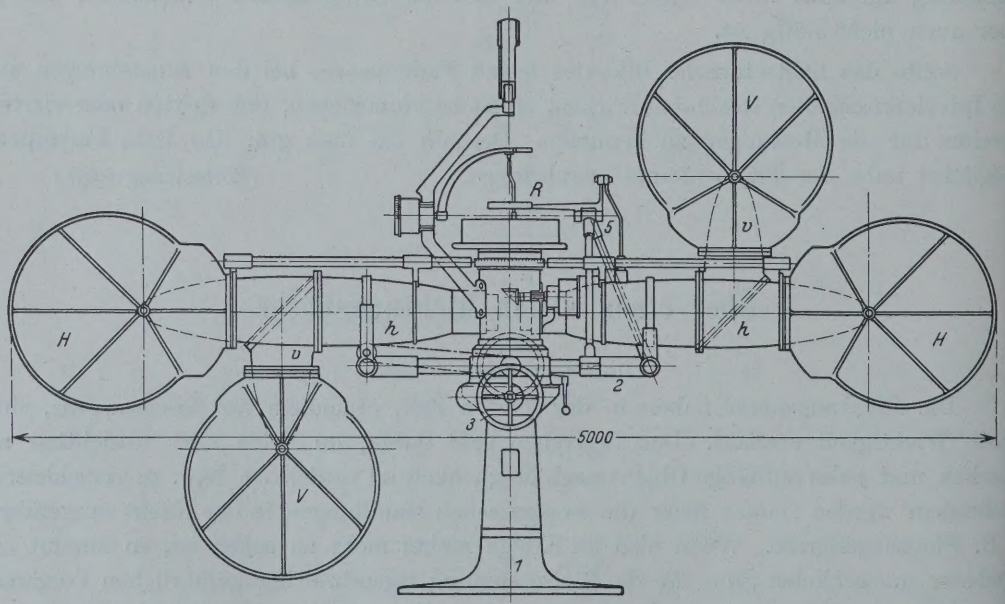


Abb. 2.

steil, so daß der Winkelbereich, innerhalb dessen mit beiden Ohren gehört wird, sehr klein ist und dadurch eine sehr exakte Einstellung der Richtung ermöglicht wird (vgl. den Verlauf der Intensitätskurven in Abb. 8a).

Das Instrument ist in Abb. 1 schematisch, in Abb. 2 und 3 in zwei Ansichten dargestellt.

Die beiden Auffangorgane (Ohrmuscheln) werden durch zwei Rotationsparaboloide *1* gebildet (Abb. 1), von denen jedes nach einer durch den Brennpunkt gehenden Ebene

a—a abgeschnitten ist. Die beiden Fortleitungsorgane werden durch Rotationsellipsoide *2* gebildet, deren einer Brennpunkt f_1 mit jenem des zugehörigen Auffangorganes *1* zusammenfällt, und die in diesen Brennpunkten nach den gleichen Ebenen a—a abgeschrägt sind, während sie in den zweiten Brennpunkten f_2 durch die Ebenen b—b senkrecht zur Rotationsachse abgeschnitten werden.

Denkt man sich die beiden Komplexe *1* und *2* mit den Brennpunkten f_2 an die Ohren eines menschlichen Kopfes angesetzt, so erfüllt der Apparat folgende vier Aufgaben:

1. Schräg zur Normalrichtung c—c eintreffende Schallstrahlen d—d werden durch das linke Paraboloid *1* in das anschließende Ellipsoid *2* reflektiert und erzeugen in diesem ein rechts vom Brennpunkt f_1 liegendes akustisches Bild der Schallquelle, das wieder durch Reflexion im Ellipsoid in das linke Ohr gelangt.

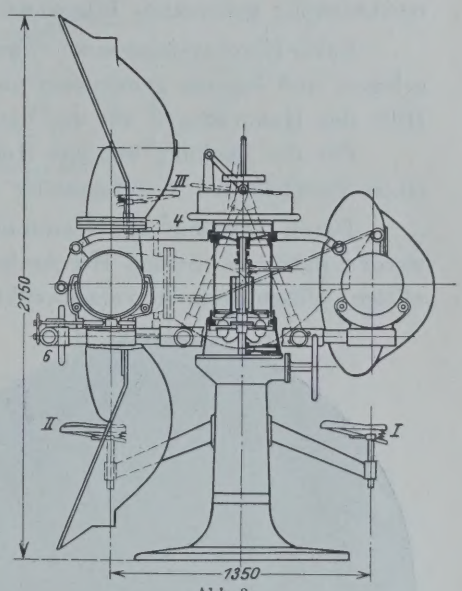


Abb. 3.

Schallstrahlen der gleichen Richtung d—d, die das rechte Paraboloid *1* treffen, werden dagegen durch dieses nach außen reflektiert, so daß das rechte Ellipsoid *2* und damit auch das rechte Ohr schallfrei bleibt.

Eine links von der Kopfsymmetrale (Medianebene) c—c gelegene Schallquelle wird daher nur vom linken Ohr gehört, ebenso eine rechts gelegene Schallquelle nur vom rechten Ohr.

Damit erscheint die Bedingung für gute Richtungsbestimmung erfüllt, da einerseits die Richtung der Schallquelle jederzeit richtig wahrgenommen wird und andererseits auch jeder Richtungswechsel gegenüber der Medianebene durch das deutlich merkbare Übergehen der Schallempfindung von einem Ohr zum anderen zum Ausdruck kommt.

2. Ein großer Suchwinkel resultiert daraus, daß alle in einer geringeren Neigung als jene der Ebenen a—a eintreffenden Schallstrahlen unbedingt in das eine Ohr gelangen müssen.

Theoretisch erscheint der Suchwinkel daher durch den Winkel α gegeben, praktisch ist er wegen des akustischen Schwellenwertes etwas kleiner (vgl. den Verlauf der Intensitätskurven in Abb. 8a).

3. Weil alle von den einen Brennpunkten f_1 zu den anderen f_2 reflektierten Strahlen gleiche Wege zurückzulegen haben (die Summe der Leitstrahlen in einem Ellipsoid ist konstant), sie also alle, da sie die gleiche Geschwindigkeit (333 m/sek) besitzen, auch gleichzeitig ins Ohr gelangen, fehlt jede Veranlassung zur Verzerrung des übertragenen Schalles, so daß sich eine große Klangreinheit des gehörten Tones ergibt. Dies ist ein Effekt, der sich durch kein anderes Fortleitungsorgan (Röhren, Schläuche usw.) auch nur annähernd erzielen läßt.

4. Eine große Reichweite resultiert einerseits aus den gegenüber der Ohrmuschel wesentlich vergrößerten Auffangflächen der Paraboloide *1*, andererseits ist sie durch die klangreine Konzentration aller Schallstrahlen in den Brennpunkten f_2 und durch ihre düsenförmige Einführung in den Gehörgang des menschlichen Ohres gewährleistet.

Das Säulenstativ *1* (Abb. 2 u. 3) wird bei stabilen Anlagen mit einer entsprechenden Unterlage verschraubt aufgestellt; bei mobiler Verwendung ist es mit der Plattform eines Kraftwagenanhängers verbunden, oder direkt auf die Erde gestellt zu denken.

Zur Fortbewegung ohne besondere Transportmittel wird am Stativfuß eine besondere Vorrichtung angebracht, durch welche die Laufrollen gehoben und gesenkt werden können.

Der Oberteil des Stativs trägt einen festen Rahmen *2* und drei sattelförmige Sitze *I*, *II* und *III* für das Bedienungspersonal.

Das horizontale Horchsystem besteht aus zwei Paraboloiden *H* und zwei gestreckten Ellipsoiden *h*, das vertikale Horchsystem aus zwei Paraboloiden *V* und zwei rechtwinkelig geknickten Ellipsoiden *v*.

Beide Horchsysteme sind — um ihre horizontalen Achsen drehbar — im Rahmen *2* gelagert und können gemeinsam mit diesem und den Sitzen der Bedienungsleute mit Hilfe des Handrades *3* um die Vertikalachse des Stativs *1* gedreht werden.

Für die Drehung um ihre Horizontalachsen sind die beiden Horchsysteme durch einen Parallellenker *4* miteinander gekuppelt.

Durch Drehung am Handrad *6* und durch Vermittlung des Parallellenkers *4* werden daher die beiden Horchsysteme um ihre horizontalen und untereinander parallelen Achsen stets so verschwenkt, daß die vier Paraboloidachsen immer zueinander parallel bleiben.

Abb. 4.

Da jedem Ohr je ein Paraboloid und Ellipsoid zugeordnet ist, und zwar so, daß der eine Brennpunkt des Ellipsoides zusammenfällt mit dem Brennpunkt des Paraboloides, so findet eine vollkommen regelrechte Reflexion der Schallstrahlen aller Wellenlängen statt, so daß alle Schallstrahlen eines jeden der vier aufgefangenen Büschel mit gleicher Phase in jedem zweiten Brennpunkt der Ellipsoide, in dem ein Ohr des Horchenden sich befindet, zusammentreffen. Es findet also kein Verlust von Obertönen und keine Verzerrung statt, so daß die Wiedergabe des Tones der Schallquelle (z. B. Flugzeug) absolut naturgetreu erfolgt. Alle Störungen, die z. B. durch Mikrophonmembranen, die eine eigene Schwingung haben, oder durch die Fortleitung des Schalles vermittels Schläuchen auftreten, fallen hier fort. Natürlich könnten diese Hilfsmittel auch bei diesem Instrument angewandt werden; sie sind aber überflüssig und bleiben infolgedessen, wenn keine besonderen Zwecke verfolgt werden, am besten fort. Tatsächlich hat es sich auch gezeigt, daß alle Töne, ob es sich nun um musikalische Töne oder um Flugzeuggeräusche oder um Gespräche handelt, als durchaus naturgetreu empfunden werden. Ein Modell eines Richtungshörers ist sogar versuchsweise zu Radioaufnahmen benutzt worden und hat sich gut bewährt.

Versuchsweise wurde in dem einen Brennpunkt des Ellipsoides die kurze Funkenstrecke eines Induktionsapparates angebracht, im anderen Brennpunkte, senkrecht zur großen Achse, ein Blatt Papier, auf das Lykopodium gestreut war. Die Funkenstrecke

ist in diesem feinen Pulver abgebildet. Als sie um 90° gedreht wurde, wanderte das Bild ebenfalls im selben Sinne (vgl. Abb. 4).

Der Verlauf der Schallstrahlen im Paraboloid für drei verschiedene Richtungen ist in den Abb. 5, 6 und 7 gezeigt. In dem ersten Fall (Abb. 5), der die normale Richtung zur Schallquelle hin darstellt, vereinigen sich alle Schallstrahlen in dem gemeinschaftlichen Brennpunkt F des Paraboloides und Ellipsoides und sodann in dem zweiten Brennpunkt des Ellipsoides. In dem zweiten Fall (Abb. 6), in dem die Schallstrahlen unter einem Winkel von ca. 4° zur ersten Richtung einfallen, und zwar von rechts her, entsteht der unscharfe akustische Bildpunkt der Schallquelle links neben dem Brennpunkt und auf der großen Achse des Ellipsoides, etwas nach dem anderen Brennpunkt hin verschoben. Alle Strahlen treten jedenfalls in das Ellipsoid ein und liefern ein weniger scharfes Bild der Schallquelle außerhalb des zweiten Brennpunktes des Ellipsoides. Der dritte Fall (vgl. Abb. 7), stellt den Verlauf der Schallstrahlen dar, die von links her unter einem Winkel von 4° zur Normalrichtung einfallen. Der unscharfe Bildpunkt liegt rechts vom Brennpunkt F, sämtliche Schallstrahlen treten nicht in das Ellipsoid ein, sondern gehen an seinem äußeren Rande vorbei. Dieses betreffende Ohr hört also nichts.

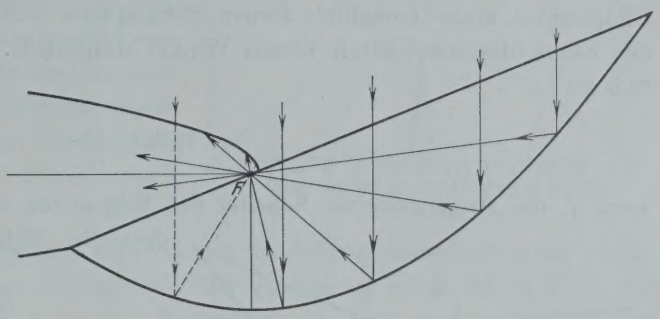


Abb. 5.

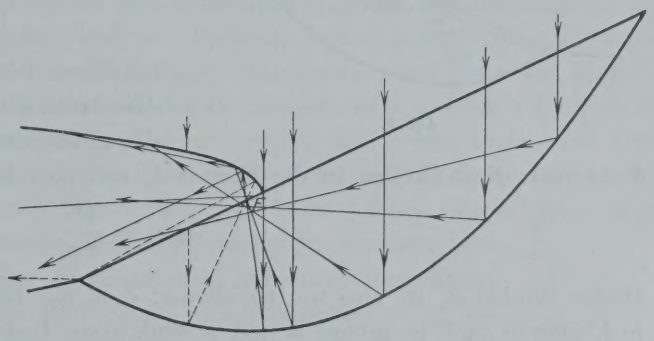


Abb. 6.

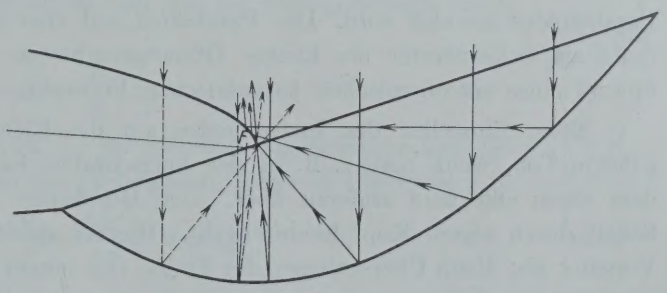


Abb. 7.

Aus den drei Bildern geht hervor, daß niemals eine zweimalige Reflexion in dem Paraboloid stattfinden kann, weil die Schnittfläche, welche gleichzeitig das Paraboloid und das Ellipsoid schräg abschneidet, durch den Brennpunkt geht, so daß die äußersten, noch auf den Paraboloidrand auffallenden Schallstrahlen höchstens die gegenüberliegende Randpartie tangieren können.

Paraboloide und Ellipsoide liefern scharfe Bildpunkte von punktförmigen Objekten nur in den Brennpunkten, da sie nur für diese frei von sphärischen Aberrationen sind. Etwas außerhalb der Brennpunkte liefern sie schon sehr unscharfe Bilder, weil bei ihnen die Sinusbedingung absolut nicht erfüllt ist.

Theoretische Erörterungen.

Die Einstellgenauigkeit für die Richtungsbestimmung der Schallquelle ist offenbar um so größer, bzw. der Einstellfehler um so kleiner, je kleiner der Winkel α_0 ist (vgl. Abb. 8), der von der Achse des Paraboloides und dem Schallstrahle gebildet wird, welcher gerade an dem Ellipsoidrand vorbeigeht. Innerhalb dieses Grenzwinkels α_0 hört der Horchende den Ton der Schallquelle mit beiden Ohren. Die Wanderung des Bildpunktes einer unendlich fernen Schallquelle vom Brennpunkt bis zum Scheitel des Ellipsoides wird durch diesen Winkel dargestellt. Die Größe des Winkels ergibt sich zu

$$\operatorname{tg}\alpha_0 = \frac{f_e}{f_p}, \qquad 1)$$

wenn f_e die Brennweite im Scheitel des Ellipsoides und f_p diejenige des Paraboloides darstellt. Bekanntlich ist nun

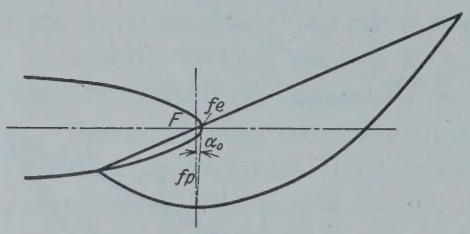


Abb. 8.

$$f_p = \frac{p}{2}, \qquad 2)$$

$$f_e = \frac{b^2}{2a} \quad \text{(angenähert)}. \qquad 3)$$

In diesen Formeln wird mit p der Parameter des Paraboloides bezeichnet und mit a bzw. b die große bzw. kleine Achse des Ellipsoides. Setzt man diese Größen in die Formel 1) ein, so erhält man

$$\operatorname{tg}\alpha_0 = \frac{b^2}{ap}. \qquad 4)$$

Dieser Winkel α_0 ist also um so kleiner, d. h. die Richtgenauigkeit ist um so größer, je kleiner b und je größer a und p sind. Das Instrument arbeitet also am besten, wenn ein möglichst langgestrecktes Ellipsoid und ein möglichst großer Parameter des Paraboloides gewählt wird. Das Paraboloid soll also im Gegensatz zu seiner Verwendung als Scheinwerfer ein kleines Öffnungsverhältnis haben und ist mehr mit dem Spiegel eines astronomischen katoptrischen Fernrohres zu vergleichen.

Beim Einstellen des Instrumentes auf die Richtung zur Schallquelle geht der gehörte Ton, wenn man z. B. in der horizontalen Richtung hin- und herdreht, von dem einen Ohr zum anderen über. Der Horchende hat das Gefühl, als wenn der Schall durch seinen Kopf hindurchgeht. Hierbei spielt sich augenscheinlich folgender Vorgang ab: Beim Überspringen des Tones von einem Ohr zum anderen fällt für das eine Ohr die Schallintensität sehr schnell ab und steigt für das andere Ohr ebenso schnell an. In der Mittelstellung wird der Ton von beiden Ohren in gleicher Stärke gehört. Außerdem gelangt gleichzeitig im Ganzen eine entsprechend größere Schallenergie in das Gehörzentrum des Gehirns, wie es durch die gestrichelte Linie der Abb. 8a schematisch dargestellt ist. Da die Schallquelle kein Punkt, sondern ein mehr oder weniger großer Körper ist und außerdem bei den großen Wellenlängen der Schallstrahlen stärkere Beugungserscheinungen auftreten, so ist das Bild der Schallquelle im gemeinschaftlichen Brennpunkt des Paraboloides und Ellipsoides absolut nicht punktförmig, sondern nimmt einen verhältnismäßig großen Raum ein. Aus diesem Grunde werden schon Schallstrahlen abgeblendet, bevor der theoretische Brennpunkt den Rand der Ellipse erreicht. Versuche, die beiden Intensitätskurven (die ausgezogene und die strichpunktierte Linie in Abb. 8a) weiter auseinander oder näher zusammenzurücken und

dadurch eventuell die Einstellgenauigkeit zu erhöhen, indem die Paraboloidachsen etwas konvergent bzw. divergent gerichtet wurden, führten innerhalb verhältnismäßig weiter Grenzen zu keinem merkbaren Resultat.

Die Einstellung erfolgt bei einigen Horchenden so, daß der Ton gerade auf dem Wirbel des Hinterkopfes, bei anderen so, daß der Ton mitten auf der Stirn empfunden wird. Der Meßmann kann also die Strecke $\pm \alpha_0$, die der akustische Bildpunkt der Schallquelle vom Verschwinden aus dem einen Ohr bis zum Auftauchen in dem andern Ohr zurücklegt, unterteilen, und es hängt von seiner Veranlagung und Übung ab, wie feine Unterschiede noch wahrgenommen werden.

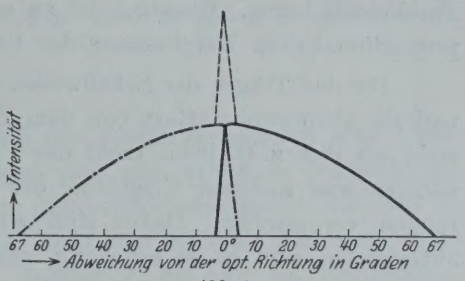


Abb. 8a.

In diesem Falle handelt es sich also um die Einstellung innerhalb einer Ebene, die durch die beiden Achsen des Ellipsoides und Paraboloides gelegt ist, d. h. so, wie der Erfinder, Hauptmann Dr. Maurer, die Benutzung des Instrumentes geplant hat.

Es ist aber auch von Interesse zu untersuchen, wie genau eine Einstellung erfolgt innerhalb einer Ebene, welche durch die Paraboloidachse gelegt wird und senkrecht zur Ellipsoidachse steht. Dieser Fall kann vorkommen, wenn etwa die Absicht besteht, mit dem Horchsystem, mit welchem der Horizontalwinkel gemessen wird, auch eventuell den Vertikalwinkel zur Schallquelle zu messen. In diesem Falle wird also nicht auf das Überspringen des Schalles von einem Ohr zum anderen eingestellt, sondern auf die Maximalintensität des Schalles, die von beiden Ohren gleichzeitig wahrgenommen wird. Das akustische Bild der Schallquelle wandert jetzt senkrecht zur vorhin behandelten Richtung, also auf der Y-Koordinate. Die Strecke vom Brennpunkt bis zum Rande des Ellipsoides sei y_e genannt (Abb. 9). Dieses ist also die Ordinate, welche zum Brennpunkt des Ellipsoides gehört. Ihr Wert ergibt sich aus der Mittelpunktsgleichung des Ellipsoides zu

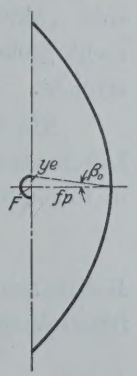


Abb. 9

$$y_e = \frac{b^2}{a}. \qquad 5)$$

Hieraus folgt für den Grenzwinkel β_0, bei welchem die Schallstrahlen gerade an dem Rande des Ellipsoides vorbeigehen, folgende Gleichung

$$\operatorname{tg} \beta_0 = \frac{y_e}{f_p} = \frac{2\,b^2}{a\,p} = 2 \operatorname{tg} \alpha_0. \qquad 6)$$

Der Winkel β_0 ist also doppelt so groß wie der Winkel α_0, da bei diesen kleinen Winkeln mit genügender Genauigkeit die Winkel für die Tangenten gesetzt werden können. Eine Einstellung sowohl des Horizontal- wie auch des Vertikalwinkels mit einem System ist also aus diesem Grunde ungünstig. Dieses Ergebnis ist auch durch Versuche, von denen noch später die Rede sein wird, bestätigt, und zwar hat sich dabei ergeben, daß die Resultate noch ungünstiger sind, als hieraus hervorgeht, weil der Winkel β_0 von dem Meßmann nicht so gut unterteilt werden kann wie der Winkel α_0, d. h. bei dem Überspringen des Schalles von einem Ohr zum anderen sind feinere Winkelunterschiede wahrnehmbar als bei dem Einstellen auf das Tonmaximum im gewöhnlichen Sinne.

Für die Reichweite, d. h. für die Entfernung, auf welche eine Schallquelle noch wahrgenommen werden kann, können folgende Überlegungen angestellt werden. Bei

einer punktförmigen Schallquelle nimmt die Intensität des Tones proportional dem Quadrat der Entfernung ab. Andererseits ist anzunehmen, daß die Aufnahmefähigkeit des Instrumentes proportional der Fläche des Paraboloides, die senkrecht zur Richtung der Schallstrahlen steht, ist, d. h. proportional dem Quadrat des Durchmessers der Paraboloidöffnung. Demnach ist zu erwarten, daß die Reichweite des Instrumentes proportional dem Durchmesser der Paraboloidöffnung wächst.

Da der Träger der Schallwellen die atmosphärische Luft ist, so wird ihr Verlauf und ihr Absorptionsverlust von dem Zustand der Luft sehr stark abhängig sein, vielmehr als dies z. B. beim Licht der Fall ist. Auch Hindernisse und Geräusche in der näheren und weiteren Umgebung des Standortes des Instrumentes werden große Störungen verursachen. Daher sind alle akustischen Versuche großen Schwankungen unterworfen, und es ist schwierig, ganz einwandfreie Resultate zu erhalten. Die einzelnen Einstellungen weichen stark voneinander ab, und man kann nur durch sehr zahlreiche Messungen einigermaßen brauchbare Mittelwerte erreichen. Das gilt schon für die Versuche bezüglich der Einstellgenauigkeit, noch mehr aber für die Versuche bezüglich der Reichweite.

Diese letzteren Versuche wurden in der Weise angestellt, daß festgestellt wurde, für welche Entfernung der Schallquelle gerade der für das Ohr wahrnehmbare Ton verschwand. Die direkte Bestimmung dieser Entfernung hätte gar zu große Schwankungen ergeben. Die Versuche wurden daher in der Weise ausgeführt, daß man bei jeder Einstellung auf diesen Schwellenwert mit dem Richtungshörer gleichzeitig eine Einstellung für den Schwellenwert des unbewaffneten Ohres vornahm. Das Verhältnis dieser beiden Entfernungen wurde nach grober Analogie mit dem astronomischen Fernrohr „akustische Vergrößerung“ genannt. Auch in diesem Falle ergaben sich noch recht große Schwankungen, jedoch wurden einigermaßen brauchbare Versuchsresultate erreicht.

Nimmt man also für diese Abhängigkeit der akustischen Vergrößerung γ vom Durchmesser g der Paraboloidöffnung eine lineare Gleichung an, so kann man diese in folgender Form schreiben:

$$\gamma = a\,g + b. \qquad 7)$$

Hierin sind also a und b zwei Konstante, die aus mindestens zwei möglichst einwandfreien Versuchsreihen berechnet werden können, nämlich nach den Formeln

$$a = \frac{\gamma_2 - \gamma_1}{g_2 - g_1}, \qquad 8)$$

$$b = \gamma_1 - a\,g_1 \quad \text{bzw.} \quad = \gamma_2 - a\,g_2. \qquad 9)$$

Die Konstanten a und b sind natürlich nur so lange wirklich konstant, solange die Versuchsbedingungen dieselben bleiben. Dies gilt vor allen Dingen für die atmosphärischen Verhältnisse und für die örtliche Umgebung. Unter diesen Voraussetzungen kann man auch mit Hilfe der ermittelten Konstanten für ein gewünschtes γ den nötigen Paraboloiddurchmesser g finden, nach der Gleichung

$$g = \frac{\gamma - b}{a}. \qquad 10)$$

Wenn die Versuche zu einigermaßen gleichmäßigen Resultaten führen, und die angegebene Formel für γ den Verlauf einigermaßen richtig wiedergibt, so kann man auch

aus den auf Grund der Versuche ermittelten Konstanten den Durchmesser g_0 finden für welchen die Vergrößerung 1 ist.

$$g_0 = \frac{1-b}{a}. \qquad 11)$$

Dieses ist dann der Paraboloiddurchmesser, bei dem man mit dem Richtungshörer nur ebenso weit hört, wie mit freiem Ohr.

Versuche.

1. Einstellgenauigkeit. Zur Bestimmung der Einstellgenauigkeit beim Überspringen des Schalles von einem Ohr zum anderen sind sehr zahlreiche Versuche gemacht, und zwar mit Richtungshörern von den Paraboloiddurchmessern von 40, 70 und 98 cm. Als Schallquelle wurde entweder ein Metronom benutzt, oder eine Orgelpfeife, deren Tonhöhe ungefähr dem Fliegerton entspricht, die also ca. 100 Schwingungen macht. Die Versuche ergaben das Resultat, daß der mittlere Einstellfehler $\Delta\alpha$ für einen geübten Meßmann etwa $^1/_4{}^0$ beträgt. Als Beispiel ist hier eine Meßreihe mit dem horizontalen Horchsystem bei Drehungen um die vertikale Achse angeführt. Der Teilkreis hatte eine sogenannte Strichteilung, welche 6400 Teile auf den ganzen Umfang enthält.

Zehn Messungen mit dem Horizontalsystem:

4835	— 0,4	
4835	— 0,4	
4837	+ 1,6	Strichteilung,
4836	+ 0,6	
4836	+ 0,6	
4835	— 0,4	1 Strich = $3^1/_2{}'$
4837	+ 1,6	
4836	+ 0,6	
4833	— 2,4	
4834	— 1,4	
48354		

$4835{,}4 \pm 1{,}0$.

Der Winkel $\Delta\alpha$ ist also der Teil des Winkels α_0, auf den dieser letztere vom Meßmann unterteilt werden kann. Er würde also durch folgende Gleichung dargestellt

$$\Delta\alpha = K_1 \alpha_0 = K_1 \frac{b^2}{a\,p}, \qquad 12)$$

worin K_1 der Unterteilungsfaktor ist. Die Versuche haben z. B. für ein Instrument mit 98 cm Paraboloiddurchmesser, bei dem

die große Achse a der Ellipsoide $= 875$ mm,
die kleine „ b „ „ $= 160$ „
und der Parameter des Paraboloides $p = 140$ „ ist,

folgendes Resultat für K_1 ergeben:

$$\alpha_0 = \frac{b^2}{a\,p} = 0{,}0665 = \text{ca. } 3^3/_4{}^0, \qquad 13)$$

$$K_1 = \frac{\Delta\alpha}{\alpha_0} = \frac{0{,}0044}{0{,}0665} = \text{ca. } 0{,}07. \qquad 14)$$

Das angegebene Verhältnis der Achsen und Parameter hat sich als recht gut bewährt und wurde deswegen auch für kleinere Instrumente beibehalten, die dann

auch innerhalb der Beobachtungsfehler dieselbe Einstellgenauigkeit ergeben. Bei vorsichtiger Abschätzung der Resultate kann man also ruhig annehmen, daß der Winkel α_0 auf $^1/_{10}$ seines Betrages unterteilt werden kann, d. h. also, daß K_1 auch für nicht sehr geübte Meßleute gleich 0,1 gesetzt werden kann. Die Firma Goerz garantiert für ihre Instrumente ein $\Delta\alpha$ von $0{,}5^0$.

Auch für die Einstellgenauigkeit bei der Drehung um die Ellipsoidachse wurden entsprechende Versuche gemacht, d. h. also, mit dem für das Messen des Horizontalwinkels bestimmten Ellipsoid wurden Einstellungen für den Vertikalwinkel gemacht. Als mittlerer Einstellfehler $\Delta\beta$ ergab sich aus zahlreichen Versuchen ein solcher von $1{,}1^0$. In derselben Weise wie oben geschrieben, ergibt sich

$$\Delta\beta = K_2\beta_0 = K_2\frac{2\,b^2}{a\,p}, \qquad 15)$$

$$K_2 = \frac{\Delta\beta}{\beta^0} = \frac{1{,}1^0}{7{,}5^0} = \text{ca. } 0{,}15 \qquad 16)$$

(vgl. S. 339), d. h. K_2 ist reichlich doppelt so groß wie K_1, der Winkel $\Delta\beta$ reichlich viermal so groß wie $\Delta\alpha$, also einerseits ist der Winkel β_0 zweimal so groß wie α_0, andererseits ist er nur etwa halb so gut zu unterteilen wie der Winkel α_0, so daß auf alle Fälle diese Art der Benutzung des Instrumentes ungünstig ist. Dieses ist ein Beweis dafür, wie wertvoll gerade die von Maurer angegebene Einstellmethode ist.

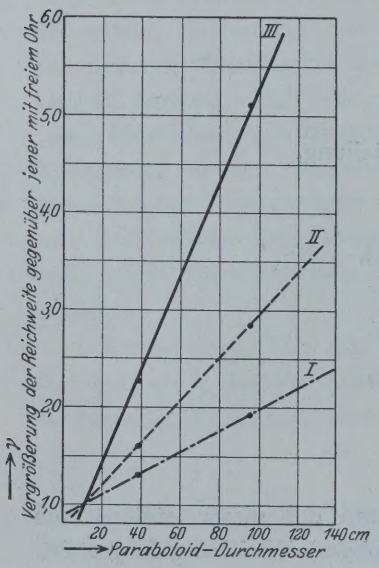


Abb. 10.

2. Reichweite. Wie schon angegeben, sind diese Versuche noch schwieriger als die vorhergehenden. Es wurden im großen und ganzen dieselben Instrumente benutzt, wie für die unter 1. angegebenen Versuche; als Schallquellen dienten außer einem Metronom auch noch elektrisch betriebene Stimmgabeln mit ca. 100 Schwingungen. Wie bereits angeführt, wurde immer abwechselnd der Schwellenwert für das freie Ohr und für das mit dem Richtungshörer bewaffnete Ohr festgestellt. Wie aus den Versuchsresultaten in der graphischen Darstellung (Abb. 10) hervorgeht, bildeten sich drei verschiedene Versuchsreihen besonders markant aus.

Die unterste Kurve *I* wurde unter besonders ungünstigen Verhältnissen gemacht. Es herrschte in der Nähe nicht nur beträchtlicher Lärm von der Straße her, sondern auch von einer in der Nähe liegenden Fabrik. Außerdem waren in der Nähe des Aufstellungsortes Gebäude.

Bei der Aufnahme der zweiten Kurve wurde der Standort besser gewählt, so daß die störenden Reflexe von den Gebäuden fortfielen, dagegen blieb der Straßen- und Fabrikslärm derselbe.

Die dritte Kurve wurde nach Arbeitsschluß in der Fabrik aufgenommen, so daß auch dieser Lärm fortfiel.

Alle drei Kurven zeigen einen merklich geradlinigen Verlauf, obwohl sie eine vollkommen verschiedene Lage haben, d. h. also, sehr stark verschiedene Werte für γ in Abhängigkeit von den Paraboloiddurchmessern ergeben. Auffällig ist, daß trotz dieses verschiedenen Verlaufes sich alle drei nahezu bei $\gamma = 1$ schneiden, und zwar ergibt sich durch diese graphische Ermittlung g_0 zu 10 cm, d. h. bei diesem Para-

boliddurchmesser hört man mit dem freien Ohr ebensoweit wie mit dem entsprechenden Richtungshörer. Die im Richtungshörer entstehenden Verluste werden bei diesem Durchmesser gerade ausgeglichen.

Weitere zahlreiche Versuche auf größere Entfernungen im freien Gelände gaben weniger übersichtliche Resultate (vgl. Abb. 11), bestätigten aber im wesentlichen die vorigen, d. h. den annähernd linearen Verlauf für die akustische Vergrößerung. Als Maximalreichweite bei Horchversuchen gegen Flugzeuge wurden mit einem Paraboloiddurchmesser von annähernd 1 m reichlich 20 km erreicht und zwar früh morgens (ca. 4^h), auf freiem Felde.

Als störend bei diesen Versuchen wurde der Eigenton des Ellipsoides empfunden. Natürlich hat das Ellipsoid, wie jeder Hohlkörper, einen Eigenton, der in diesem Falle besonders unangenehm war, weil er fast die Höhe eines normalen Flugzeugtones hatte. Es wurden sehr zahlreiche Versuche gemacht, diesen Ton zu beseitigen, jedoch waren zunächst alle Bemühungen vergeblich. Auf Grund eines Versuches mit einem der Länge nach halbierten Ellipsoid kam ich auf den Einfall, ob nicht vielleicht ein mehr oder weniger breiter Längsschlitz im Ellipsoid den Eigenton beseitigen könnte. Die diesbezüglichen Versuche mit einfachen Rohren führten zu überraschend günstigen Resultaten. Bei einer Schlitzbreite, die etwa $^1/_{10}$ des größten Ellipsoiddurchmessers ausmacht, ist der Eigenton so gut wie vollkommen verschwunden. Man kann auch zwei halb so breite Schlitze verwenden und bringt diese am besten in der senkrecht zur Meßebene liegenden Richtung an. Zum Schutze gegen Wind und Feuchtigkeit können diese Schlitze auch mit weichen Stoffen abgedeckt werden, ohne ihre günstige Wirkung zu verlieren. Die Einstellgenauigkeit wird durch diese Schlitze nicht beeinträchtigt, der Gewinn an Reichweite schwankt natürlich, ebenso wie die ganzen Versuche, also sehr stark. Es wurde aber niemals eine kleinere Reichweite mit den geschlitzten Rohren erreicht, als mit den ungeschlitzten, dagegen eine Vergrößerung der Reichweite bis zu 33%.

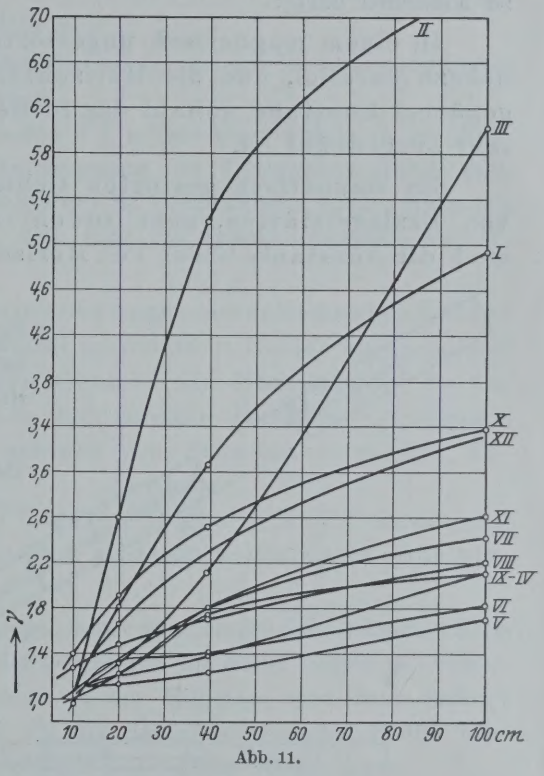


Abb. 11.

Der Richtungshörer kann natürlich nur die sogenannte „akustische Richtung" der Schallquelle angeben, d. h. die Richtung der Tangente, welche am Ort des Richtungshörers an die Kurve der ankommenden Schallstrahlen gelegt werden kann. Von der „optischen Richtung" unterscheidet sich diese durch die sogenannte Schallparallaxe (hervorgerufen durch die nicht unendlich große Geschwindigkeit der Schallwellen) und den von der Refraktion der Schallstrahlen in der Luft verursachten Betrag. Für die Kompensation dieser beiden Abweichungen hat die Firma Goerz besondere Zusatzinstrumente konstruiert.

Beiträge zur Theorie des Magnetometers von Tiberg-Thalén.

Von

Viktor Theimer in Leoben.

Der Zweck dieses Instrumentes ist die Feststellung der Horizontal- und Vertikalintensität des erdmagnetischen Feldes im Beobachtungsorte, weil aus diesen Größen auf das Vorhandensein oder Nichtvorhandensein von magnetischen Erzlagerstätten geschlossen werden kann.

Der Gedanke, der dem Verfahren zugrunde gelegt ist, läßt an Einfachheit nichts zu wünschen übrig:

In einem magnetisch ungestörten Gebiete verlaufen die Kraftlinien nahezu parallel, und die Horizontal- und Vertikalintensität bleiben angenähert konstant, sobald das in Betracht kommende Gebiet nicht allzusehr ausgedehnt ist.

Im magnetisch gestörten Gebiete dagegen, also bei Vorhandensein von Erzlagerstätten, geht sowohl die Parallelität der Kraftlinien, als auch die konstante Größe von Horizontal- und Vertikalintensität verloren.

Aus den ermittelten Störungen aber lassen sich sehr wichtige Schlüsse auf die Lage, mitunter auch auf die mutmaßliche Ausdehnung des Erzlagers ziehen.

Beschreibung des Instrumentes. (Abb. 1.) Das zum Aufsuchen von Erzlagerstätten dienende Magnetometer von Tiberg-Thalén-

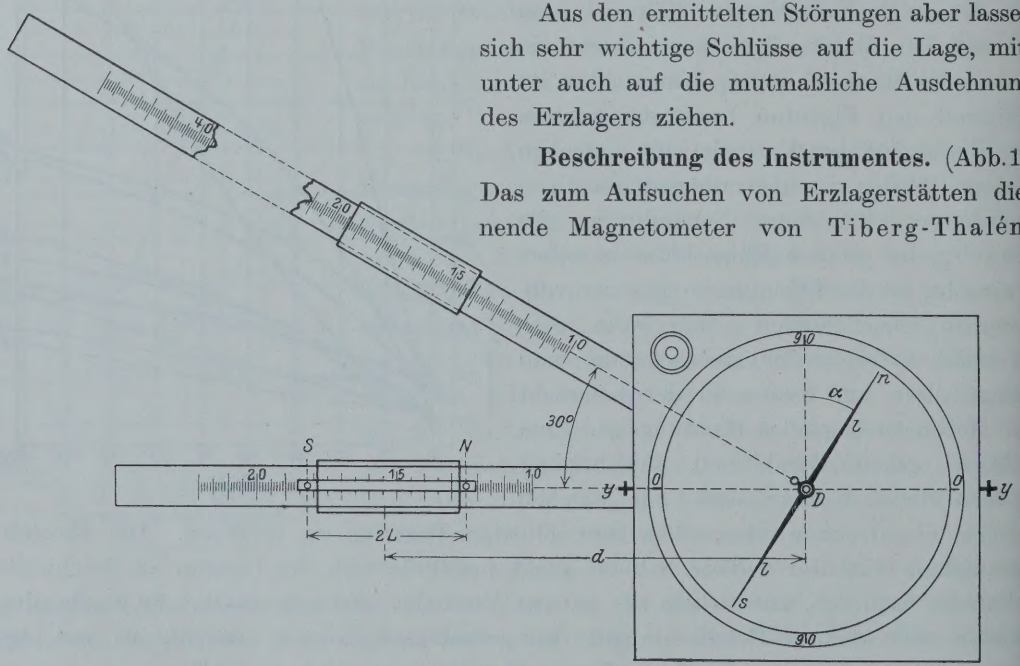


Abb. 1.

Dahlblom besteht im wesentlichen aus einer Bussole mit einer kräftigen Magnetnadel $\overline{n\,s}$ und zwei, mit Millimeterteilungen versehenen Armen, welche untereinander einen konstanten Winkel von 30^0 einschließen.

Der ursprüngliche Tibergsche Arm ist in die verlängerte Nullrichtung des Stundenkreises verlegt und zeigt eine von 10 cm bis 22 cm reichende Millimeterteilung. — Der erst später hinzugefügte Dahlblomsche Arm bestimmt, wie schon oben bemerkt wurde, mit dem Tibergschen Arme einen konstanten Winkel von 30^0 und trägt eine Millimeterteilung, die von 10 cm bis 44 cm reicht. Der Dahlblomsche Arm ist also doppelt so lang wie der Tibergsche Arm.

Beide Arme sind mit verstellbaren und klemmbaren Schlitten ausgestattet, in welche ein kurzer, aber sehr kräftiger Stabmagnet eingelegt werden kann.

Die Aufstellung des Instrumentes erfolgt auf einem Zapfenstativ, die Horizontierung mit Fußstellschrauben unter Zuhilfenahme einer, auf der Bussole montierten Dosenlibelle.

Der in einen von den beiden Schlitten eingelegte Stabmagnet drückt die Magnetnadel in der Bussole aus ihrer ursprünglichen Ruhelage um einen gewissen Winkel α heraus, und aus diesem Winkel, respektive aus dem zugeordneten Abstand des Stabmittelpunktes vom Drehpunkte der Magnetnadel, kann man die Horizontalintensität des erdmagnetischen Feldes für den Beobachtungsort ermitteln.

Die hierbei zur Anwendung gelangenden Beobachtungs- und Rechnungsmethoden bilden den Gegenstand der vorliegenden Arbeit.

Die Kompaßbüchse ist um eine Kippachse $\overline{YY}$ schwenkbar, welche in die Nullrichtung des Stundenkreises, also in die Verlängerung des Tibergschen Armes fällt. Kippt man die Kompaßbüchse um diese Achse in eine Vertikalebene, dann verwandelt sich der Apparat in ein Inklinatorium, mit dem man die Vertikalintensität des erdmagnetischen Feldes messen kann.

Dabei wird die einfache Inklination des ungestörten erdmagnetischen Feldes durch einen am Südende der Nadel montierten Reiter kompensiert derart, daß im ungestörten eisenfreien Gebiete die Magnetnadel in der vertikal gestellten Kompaßbüchse eine horizontale Ruhelage einnimmt, also bei richtig aufgestelltem Instrumente am Stundenkreise die Ablesung 0 ergibt.

Im magnetisch gestörten Gebiete dagegen zeigt die Nadel einen Ausschlag, aus dem die Vertikalintensität des störenden Erzlagers sehr einfach berechnet werden kann.

Der Anziehungskraft des Erzlagers entgegen wirkt nämlich die Schwerkraft, welche in dem etwas exzentrischen, also nicht in der Drehachse der Nadel liegenden Schwerpunkte angreift. — Die Größe des Ausschlages in der Ruhelage wird dann bedingt durch die Gleichheit der Drehmomente aller auf die Nadel einwirkenden Kräfte bzw. Kraftkomponenten, die in der vertikalen Schwingungsebene der Nadel liegen.

Nachstehend sollen nun die Methoden zur Messung der Horizontal- und Vertikalintensität des erdmagnetischen Feldes besprochen werden, wobei sich herausstellen wird, daß die von Tiberg-Thalén-Dahlblom angegebenen Formeln einfache Näherungsformeln sind, die unter gewissen Umständen Zahlenwerte liefern, die von den wahren Werten schon sehr stark abweichen.

Auch die Wege, welche von Dahlblom und von Prof. Uhlich eingeschlagen wurden, um zu den genannten Näherungsformeln zu gelangen, sind meines Erachtens nach nicht empfehlenswert, weil sie von Voraussetzungen ausgehen, die den tatsächlichen Verhältnissen am Instrumente durchaus nicht entsprechen.

Vor der eigentlichen Behandlung unseres Themas wollen wir zur Gewinnung einiger brauchbarer Näherungsformeln den Einfluß eines kurzen, aber kräftigen Stabmagneten auf einen magnetischen Nordpol studieren und außer den Gaußschen Näherungsformeln auch noch eine Reihe von exakten Formeln aufstellen, die zur Berechnung der Größe und Richtung der auf diesen Nordpol einwirkenden magnetischen Resultanten P dienen.

Wirkung eines kurzen, kräftigen Stabmagneten auf einen magnetischen Nordpol. (Abb. 2.)

Es sei

N der Nordpol, S der Südpol } des Stabmagneten $\overline{SN}$ von der Länge $2L$ und der Polstärke M,

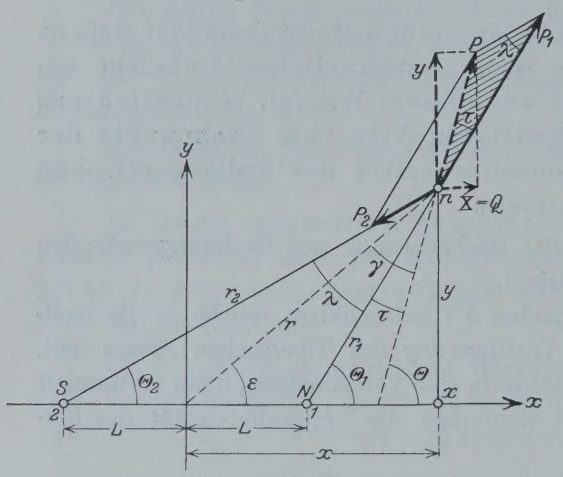


Abb. 2.

(x, y) ein durch den Stabmittelpunkt gelegtes Achsenkreuz, mit der $(+x)$-Achse in der Richtung der Stabachse,

n der im Felde des Stabmagneten liegende Nordpol mit der Polstärke m,

P_1 die abstoßende Kraft, mit der N auf n wirkt,

P_2 die anziehende Kraft, mit der S auf n wirkt,

P die magnetische Resultante aus P_1 und P_2, die sogenannte Stabkraft.

Satz 1. Die zwischen zwei magnetischen Polen wirkende Kraft ist direkt proportional den Polstärken, dagegen verkehrt proportional dem Quadrate des Abstandes der beiden Pole.

Nach diesem Satze, der mit Hilfe einer Polwaage experimentell erwiesen werden kann und unter dem Namen „Coulombsches Gesetz" bekannt ist, wird

$$P_1 = c \cdot \frac{m M}{r_1^2}, \qquad P_2 = c \cdot \frac{m M}{r_2^2}. \tag{1}$$

Daraus folgt für das Potential des magnetischen Feldes die Gleichung:

$$U = \int P_1 \cdot dr_1 - \int P_2 \, dr_2 = c\, m\, M \cdot \left\{ \int \frac{dr_1}{r_1^2} - \int \frac{dr_2}{r_2^2} \right\} = c\, m\, M \cdot \left\{ \frac{r_1^{-1}}{(-1)} - \frac{r_2^{-1}}{(-1)} \right\};$$

oder

$$U = c\, m\, M \cdot \left(\frac{1}{r_2} - \frac{1}{r_1} \right). \tag{2}$$

Ist r sehr groß im Vergleiche zu L, dann wird

$$r_1 \doteq r - L \cdot \cos\varepsilon, \qquad r_2 \doteq r + L \cdot \cos\varepsilon, \tag{3}$$

$$\frac{1}{r_2} = \frac{1}{r\left(1 + \frac{L}{r} \cdot \cos\varepsilon\right)} \doteq \frac{1}{r} \cdot \left(1 - \frac{L}{r} \cos\varepsilon\right), \qquad \frac{1}{r_1} = \frac{1}{r\left(1 - \frac{L}{r} \cos\varepsilon\right)} \doteq \frac{1}{r} \left(1 + \frac{L}{r} \cos\varepsilon\right).$$

Somit ist

$$U \doteq - c\, m\, M \cdot \frac{2L}{r^2} \cdot \cos\varepsilon = - c\, m\, M \cdot \frac{2L}{r^3} \cdot x. \tag{4}$$

Die partiellen Ableitungen der Potentialfunktion U ergeben bekanntlich die Kraftkomponenten X bzw. Y in den zugeordneten Achsenrichtungen.

$$X = Q = \frac{\partial U}{\partial x} \doteq \frac{\partial U}{\partial r} \frac{\partial r}{\partial x} \cdot x - c\, m\, M \cdot \frac{2L}{r^3} = + c\, m\, M \cdot \frac{6L}{r^4} \cdot \frac{x}{r} \cdot x - c\, m\, M \cdot \frac{2L}{r^3}$$

$$= c\, m\, M \cdot \frac{2L}{r^3} \cdot \left(3 \cdot \frac{x^2}{r^2} - 1 \right) = c\, m\, M \cdot \frac{2L}{r^3} \cdot (3 \cos^2 \varepsilon - 1);$$

$$Y = \frac{\partial U}{\partial y} = \frac{\partial U}{\partial r}\cdot\frac{\partial r}{\partial y} \doteq c\,m\,M\,x\cdot\frac{6L}{r^4}\cdot\frac{y}{r} = 3\,c\,m\,M\cdot\frac{2L}{r^3}\cdot\frac{x}{r}\cdot\frac{y}{r} = 3\,c\,m\,M\cdot\frac{2L}{r^3}\sin\varepsilon\cos\varepsilon;$$

$$\left.\begin{aligned} X = Q &\doteq c\,m\,M\cdot\frac{2L}{r^3}\cdot(3\cos^2\varepsilon - 1);\\ Y &\doteq 3\,c\,m\,M\cdot\frac{2L}{r^3}\cdot\sin\varepsilon\cos\varepsilon; \end{aligned}\right\} \quad 5)$$

$$P^2 = X^2 + Y^2 \doteq c^2 m^2 M^2\cdot\left(\frac{2L}{r^3}\right)^2\cdot(9\cos^4\varepsilon - 6\cos^2\varepsilon + 1 + 9\sin^2\varepsilon\cos^2\varepsilon)$$

$$= c^2 m^2 M^2\left(\frac{2L}{r^3}\right)^2\cdot(9\cos^2\varepsilon - 6\cos^2\varepsilon + 1) = c^2 m^2 M^2\left(\frac{4L}{r^3}\right)^2\cdot(3\cos^2\varepsilon + 1).$$

Resultierende Stabkraft:

$$P \doteq c\,m\,M\frac{2L}{r^3}\cdot\sqrt{3\cos^2\varepsilon + 1}. \quad 6)$$

Ist Θ der Richtungswinkel dieser Stabkraft, dann wird nach Abb. 2:

$$\left.\begin{aligned} \cos\Theta = \frac{X}{P} &\doteq \frac{3\cos^2\varepsilon - 1}{\sqrt{3\cos^2\varepsilon + 1}}, \qquad \sin\Theta = \frac{Y}{P} \doteq \frac{3\sin\varepsilon\cos\varepsilon}{\sqrt{3\cos^2\varepsilon + 1}},\\ \operatorname{tg}\Theta &= \frac{Y}{X} = \frac{3\sin\varepsilon\cos\varepsilon}{3\cos^2\varepsilon - 1}. \end{aligned}\right\} \quad 7)$$

Bezeichnet man den Winkel zwischen dem Mittelradius und der Resultanten P mit γ, dann wird:

$$\cos\gamma = \cos(\Theta - \varepsilon) = \cos\Theta\cos\varepsilon + \sin\Theta\sin\varepsilon$$

$$\doteq \frac{1}{\sqrt{3\cos^2\varepsilon + 1}}\cdot(3\cos^3\varepsilon - \cos\varepsilon + 3\sin^2\varepsilon\cos\varepsilon)$$

oder

$$\cos\gamma \doteq \frac{2\cos\varepsilon}{\sqrt{3\cos^2\varepsilon + 1}}; \quad 8)$$

$$\sin^2\gamma = 1 - \cos^2\gamma = \frac{3\cos^2\varepsilon + 1 - 4\cos^2\varepsilon}{3\cos^2\varepsilon + 1} = \frac{1 - \cos^2\varepsilon}{3\cos^2\varepsilon + 1} = \frac{\sin^2\varepsilon}{3\cos^2\varepsilon + 1};$$

$$\sin\gamma \doteq \frac{\sin\varepsilon}{\sqrt{3\cos^2\varepsilon + 1}}. \quad 9)$$

Mithin wird

$$\operatorname{tg}\gamma = \frac{\sin\gamma}{\cos\gamma} \doteq \frac{1}{2}\cdot\operatorname{tg}\varepsilon \quad \text{(Gaußsche Gleichung).} \quad 10)$$

Auf diese Gaußsche Gleichung gründet sich bekanntlich die näherungsweise Konstruktion der Kraftlinien, die jedoch für die vorliegende Arbeit gegenstandslos ist.

Für $\varepsilon < 20^0$ kann man näherungsweise $\gamma \doteq \frac{1}{2}\varepsilon$ setzen und erhält dann

$$\Theta = \varepsilon + \gamma \doteq \tfrac{3}{2}\varepsilon; \quad 11)$$

Alle hier aufgestellten Näherungsformeln setzen voraus, daß r sehr groß ist im Vergleich zur Stablänge $(2L)$. — Da diese Voraussetzung am Tiberg-Thalénschen Magnetometer bestenfalls in der zweiten Hälfte des Dahlblomschen Armes näherungsweise zutrifft, in der ersten Hälfte dieses Armes (von 10 cm bis 22 cm) und am Tibergschen Arme dagegen nicht, so ist es angezeigt, zunächst einmal exakte Formeln

aufzustellen und erst aus diesen die für das Instrument gültigen Näherungsformeln abzuleiten.

Auf diesem Wege wird es auch möglich sein, durch Doppelrechnung von Zahlenbeispielen, die einmal exakt und einmal näherungsweise ausgewertet werden, die Genauigkeit der Näherungsformeln zu kontrollieren und festzustellen, innerhalb welcher Grenzen ihre Anwendung statthaft ist.

Exakte Formeln zur Berechnung von X, Y, Θ, P.

Es ist nach Abb. 2

$$\left.\begin{aligned} \operatorname{tg}\Theta_1 &= \frac{y}{x-L}, & \Theta_1 &= \cdots, \\ \operatorname{tg}\Theta_2 &= \frac{y}{x+L}, & \Theta_2 &= \cdots, \end{aligned}\right\} \quad \lambda = \Theta_1 - \Theta_2. \tag{12}$$

Ferner ist

$$\frac{P_2}{P_1} = \frac{\sin\tau}{\sin(\lambda+\tau)} \overset{1)}{=} \left(\frac{r_1}{r_2}\right)^2 = \frac{\sin\tau}{\sin\lambda\cos\tau + \cos\lambda\sin\tau}$$

oder

$$r_1^2 \cdot (\sin\lambda \operatorname{cotg}\tau + \cos\lambda) = r_2^2.$$

Somit

$$\left.\begin{aligned} \operatorname{tg}\tau &= \frac{r_1^2 \sin\lambda}{r_2^2 - r_1^2\cos\lambda} = \frac{(r^2+L^2-2Lx)\sin\lambda}{(r^2+L^2+2Lx)-(r^2+L^2-2Lx)\cos\lambda} \\ \tau &= \cdots. \end{aligned}\right\} \tag{13}$$

Sodann nach Abb. 2

$$\underline{\Theta = \Theta_1 + \tau = \cdots,} \tag{14}$$

$$\underline{P = P_1 \frac{\sin\lambda}{\sin(\lambda+\tau)}} \overset{1)}{=} c\,m\,M \cdot \frac{\sin\lambda}{r_1^2 \cdot \sin(\lambda+\tau)} = \underline{c\,m\,M \cdot \frac{\sin\lambda}{r_1^2 \cdot \sin(\Theta-\Theta_2)}}, \tag{15}$$

$$\underline{X = Q = P\cos\Theta = c\,m\,M \cdot \frac{\sin\lambda\cos\Theta}{r_1^2\sin(\Theta-\Theta_2)}}, \quad \underline{Y = P\sin\Theta = c\,m\,M \cdot \frac{\sin\lambda\sin\Theta}{r_1^2\sin(\Theta-\Theta_2)}}. \tag{16}$$

Dabei ist

$$\left.\begin{aligned} r_1^2 &= r^2 + L^2 - 2Lx = (x-L)^2 + y^2, \\ r_2^2 &= r^2 + L^2 + 2Lx = (x+L)^2 + y^2. \end{aligned}\right\} \tag{17}$$

Und nun wollen wir besprechen, wie mit dem Magnetometer von Tiberg-Thalén die Horizontal- und Vertikalintensität des erdmagnetischen Feldes bestimmt werden kann.

Bestimmung der Horizontalintensität H.

Zur Bestimmung der Horizontalintensität in einem Beobachtungsorte hat man im allgemeinen drei Methoden in Verwendung:

1. die Tangentenmethode,
2. die Sinusmethode,
3. die Dahlblomsche Methode.

Alle drei Methoden sollen nun der Reihe nach eingehend besprochen werden.

1. Die Tangentenmethode. (Abb. 3.)

Man dreht nach Entfernung des Stabmagneten den Apparat so lange um seine vertikale Stehachse, bis die Nadel genau auf 90^0 einspielt, also normal steht zur Nullrichtung des Stundenkreises bzw. zur Achse des später einzulegenden Stabmagneten. Sodann legt man den Stabmagnet in

beliebiger Stabdistanz d ein und beobachtet und notiert den sich zeigenden Nadelausschlag α.

Aus dem Winkel α und der Stabdistanz d können alle anderen in Betracht kommenden Größen berechnet werden, wenn der Polabstand $(2l)$ der Magnetnadel und der Polabstand $(2L)$ des Stabmagneten näherungsweise bekannt ist.

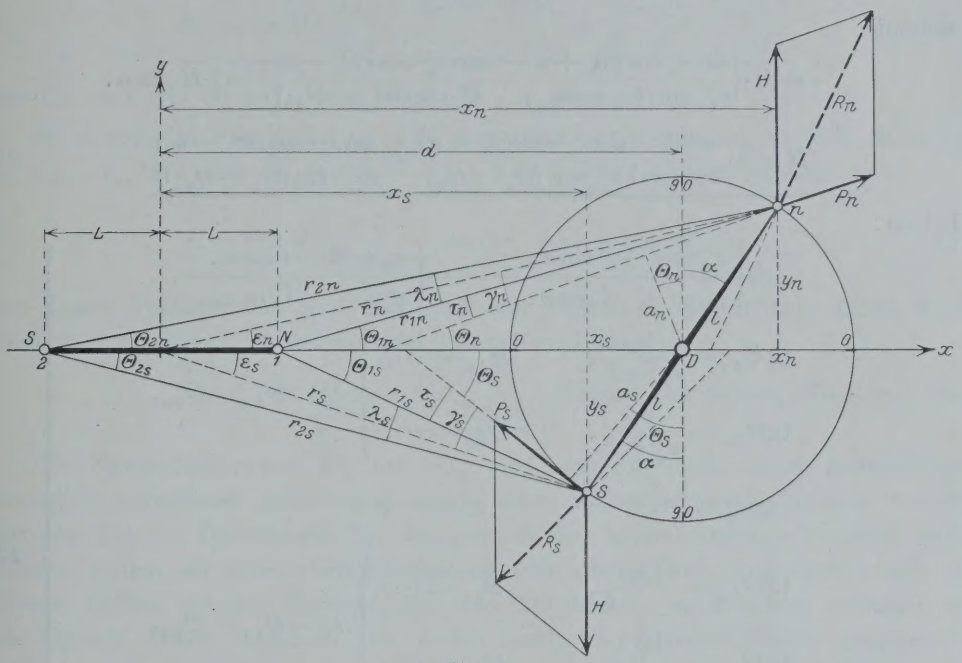


Abb. 3.

In Abb. 3 ist der eingezeichnete Kreis der Stundenkreis der Kompaßbüchse, ferner ist

D der Drehpunkt der Magnetnadel,

n, s der Nord- bzw. Südpol dieser Nadel mit dem Polabstand $(2l)$,

N, S der Nord- bzw. Südpol des Stabmagneten mit dem Polabstand $(2L)$,

H die gesuchte Horizontalintensität des Erdfeldes im Beobachtungsorte.

Der Gleichgewichtslage der abgelenkten Magnetnadel, welche für den Ablenkungswinkel α eintritt, entsprechen zwei Resultanten R_n bzw. R_s, die in den Nadelpolen n bzw. s angreifen. Dieselben fallen im allgemeinen nicht mit der Nadelachse zusammen und sind auch untereinander nach Größe und Richtung verschieden. — Die Größen und Richtungen von R_n bzw. R_s werden bestimmt durch die Drehmomente der Kräfte (P_n und H) bzw. (P_s und H), die in den Nadelpolen n bzw. s angreifen.

In der Gleichgewichtslage (α) der Magnetnadel müssen nämlich die Drehmomente dieser Kräfte, bezogen auf den Drehpunkt D, im Gleichgewichte sein.

Mithin wird:

$$\overset{\frown}{P_n \cdot a_n} + \overset{\frown}{P_s \cdot a_s} = 2\overset{\frown}{Hl}\sin\alpha. \qquad 18)$$

Dabei ist

$$\left.\begin{aligned} P_n &= P_{1n} \cdot \frac{\sin\lambda_n}{\sin(\lambda_n + \tau_n)} = c\,m\,M \cdot \frac{\sin\lambda_n}{r_{1n}^2 \cdot \sin(\Theta_n - \Theta_{2n})}, \\ P_s &= P_{1s} \cdot \frac{\sin\lambda_s}{\sin(\lambda_s + \tau_s)} = c\,m\,M \cdot \frac{\sin\lambda_s}{r_{1s}^2 \cdot \sin(\Theta_s - \Theta_{2s})}. \end{aligned}\right\} \qquad 19)$$

Dieses in 18) eingesetzt, gibt:

$$c\,m\,M\cdot\frac{\sin\lambda_n}{r_{1n}^2\sin(\Theta_n-\Theta_{2n})}\cdot a_n+c\,m\,M\frac{\sin\lambda_s}{r_{1s}^2\sin(\Theta_s-\Theta_{2s})}\cdot a_s=2\,H\,l\sin\alpha.$$

Und da

$$a_n=l\cos(\alpha+\Theta_n);\qquad a_s=l\cos(\Theta_s-\alpha),\tag{20}$$

so kommt

$$c\,m\,M\cdot\left\{\frac{\sin\lambda_n\cos(\Theta_n+\alpha)}{r_{1n}^2\sin(\Theta_n-\Theta_{2n})}+\frac{\sin\lambda_s\cdot\cos(\Theta_s-\alpha)}{r_{1s}^2\cdot\sin(\Theta_s-\Theta_{2s})}\right\}=2\,H\cdot\sin\alpha,$$

$$\underline{H=c\cdot\frac{m\,M}{2\sin\alpha}\cdot\left\{\frac{\sin\lambda_n\cos(\Theta_n+\alpha)}{r_{1n}^2\sin(\Theta_n-\Theta_n)}+\frac{\sin\lambda_s\cdot\cos(\Theta_s-\alpha)}{r_{1s}^2\cdot\sin(\Theta_s-\Theta_{2s})}\right\}}.\tag{21}$$

Dabei ist:

$$\left.\begin{array}{llll}
\left\{\begin{array}{l}x_n=d+l\sin\alpha,\\ y_n=\quad l\cos\alpha,\end{array}\right. & & \left\{\begin{array}{l}x_s=d-l\sin\alpha,\\ y_s=\quad l\cos\alpha,\end{array}\right. & \\
\left.\begin{array}{ll}\operatorname{tg}\Theta_{1n}=\dfrac{y_n}{x_n-L}, & \Theta_{1n}=\cdots,\\ \operatorname{tg}\Theta_{2n}=\dfrac{y_n}{x_n+L}, & \Theta_{2n}=\cdots,\end{array}\right\}\lambda_n=\Theta_{1n}-\Theta_{2n}, & & & \\
\operatorname{tg}\varepsilon_n=\dfrac{y_n}{x_n}, & \varepsilon_n=\cdots; & & \\
\left.\begin{array}{ll}\operatorname{tg}\Theta_{1s}=\dfrac{|y_s|}{x_s-L}, & \Theta_{1s}=\cdots,\\ \operatorname{tg}\Theta_{2s}=\dfrac{|y_s|}{x_s+L}, & \Theta_{2s}=\cdots,\end{array}\right\}\lambda_s=\Theta_{1s}-\Theta_{2s}, & & & \\
\operatorname{tg}\varepsilon_s=\dfrac{|y_s|}{x_s}, & \varepsilon_n=\cdots; & & \\
r_{1n}^2=(x_n-L)^2+y_n^2, & r_{2n}^2=(x_n+L)^2+y_n^2, & r_n^2=x_n^2+y_n^2, & \\
r_{1s}^2=(x_s-L)^2+y_s^2, & r_{2s}^2=(x_s+L)^2+y_s^2, & r_s^2=x_s^2+y_s^2. &
\end{array}\right\}\tag{22}$$

Die Winkel Θ_n und Θ_s sind mit den entsprechenden Indizes aus 13) und 14) zu rechnen.

Um von der etwas komplizierten exakten Formel 21) zu einer einfacheren und gut brauchbaren Näherungsformel zu gelangen, kann man so vorgehen:

Es ist

$$\left.\begin{array}{ll}
r_n\cdot\sin\lambda_n\doteq 2\,L\cdot\sin\varepsilon_n, & r_s\cdot\sin\lambda_s\doteq 2\,L\cdot\sin\varepsilon_s,\\
\sin\lambda_n\doteq\dfrac{2\,L}{r_n}\cdot\sin\varepsilon_n, & \sin\lambda_s\doteq\dfrac{2\,L}{r_s}\cdot\sin\varepsilon_s,\\
\text{oder auch} & \\
\lambda_n\doteq\dfrac{2\,L}{r_n}\cdot\varepsilon_n, & \lambda_s\doteq\dfrac{2\,L}{r_s}\cdot\varepsilon_s.
\end{array}\right\}\tag{23}$$

Ferner ist

$$\Theta_n-\Theta_{2n}\doteq\gamma_n+\frac{1}{2}\lambda_n\doteq\frac{1}{2}\varepsilon_n+\frac{L}{r_n}\cdot\varepsilon_n=\frac{r_n+2\,L}{2\,r_n}\cdot\varepsilon_n,$$

also

$$\sin(\Theta_n-\Theta_{2n})\doteq\frac{r_n+2\,L}{2\,r_n}\cdot\sin\varepsilon_n,\qquad\sin(\Theta_s-\Theta_{2s})\doteq\frac{r_s+2\,L}{2\,r_s}\cdot\sin\varepsilon_s.\tag{24}$$

Aus 23) und 24) wird

$$\frac{\sin\lambda_n}{\sin(\Theta_n-\Theta_{2n})}\doteq\frac{4L}{r_n+2L},\qquad \frac{\sin\lambda_s}{\sin(\Theta_s-\Theta_{2s})}\doteq\frac{4L}{r_s+2L}. \tag{25}$$

Und damit findet man aus 21) die Näherungsformel:

$$H\doteq c\cdot m\,M\cdot\frac{2L}{\sin\alpha}\cdot\left\{\frac{\cos(\Theta_n+\alpha)}{r_{1n}^2\cdot(r_n+2L)}+\frac{\cos(\Theta_s-\alpha)}{r_{1s}^2\cdot(r_s+2L)}\right\}. \tag{26}$$

Dabei ist nach 11) $\Theta_s=\frac{3}{2}\varepsilon_s$ und $\Theta_n\doteq\frac{3}{2}\varepsilon_n$ zu setzen.

Ist d groß im Vergleiche zu $(2L)$ und auch im Vergleiche zu $(2l)$, dann kann man $r_{1n}\doteq r_{1s}\doteq d$ und $(r_n+2L)\doteq(r_s+2L)\doteq d$ setzen und erhält:

$$H\doteq c\,m\,M\cdot\frac{2L}{d^3\cdot\sin\alpha}\cdot\{\cos(\Theta_n+\alpha)+\cos(\Theta_s-\alpha)\}. \tag{27}$$

Unter diesen Verhältnissen sind aber auch die Winkel Θ_n und Θ_s sehr kleine Winkel, so daß man $\Theta_n\doteq\Theta_s\doteq 0$ setzen darf. Dann wird aber

$$H\doteq c\,m\,M\cdot\frac{4L}{d^3\cdot\operatorname{tg}\alpha}\quad\text{(Formel von Tiberg-Thalén).} \tag{28}$$

Die Näherungsformeln 28) und 27) sind, wie ich mich durch Zahlenbeispiele überzeugte, angenähert gleichwertig, wenn auch 27) prozentuell genauere Resultate liefert wie 28). — Die Formel 26) dagegen ist den beiden anderen Formeln weitaus überlegen, indem sie unter allen Umständen sehr schöne Näherungswerte ergibt auch in jenen Fällen, wo die Formeln 27) und 28) bereits vollkommen versagen, oder besser gesagt Werte ergeben, die nicht mehr als Näherungswerte angesprochen werden können.

Um die Genauigkeit der Formeln 26) und 28) zu prüfen, wurde eine Reihe von Zahlenbeispielen je einmal nach der strengen Formel 21) und einmal nach den Näherungsformeln 26) und 28) durchgerechnet.

Die Resultate dieser Rechnungen, die zum Großteile mit dem Rechenschieber gewonnen wurden, erscheinen in der Tabelle zusammengestellt.

Tabelle zur Tangentenmethode.

d in cm	α °C	H nach 21)	H nach 26)	H nach 28)
10	75	0,0586·$c\,m\,M$	0,0508·$c\,m\,M$	0,0043·$c\,m\,M$
10	50	0,0401· „	0,0443· „	0,0134· „
10	30	0,0340· „	0,0400· „	0,0277· „
10	5	0,1328· „	0,1574· „	0,1828· „
20	75	0,00093·$c\,m\,M$	0,00093·$c\,m\,M$	0,00054·$c\,m\,M$
20	50	0,00231· „	0,00236· „	0,00168· „
20	30	0,00383· „	0,00400· „	0,00346· „
20	5	0,02249· „	0,02231· „	0,02286· „

Aus dieser Tabelle erkennt man, daß die Tiberg-Thalénsche Formel 28) nur dann als Näherungsformel verwendet werden kann, wenn der Ablenkungswinkel der Magnetnadel $\alpha<30^0$ ist.

Für größere Werte von α ist es empfehlenswert, entweder nach der strengen Formel 21) oder aber nach der Näherungsformel 26) zu rechnen.

2. Die Sinusmethode. (Abb. 4.) Man legt den Stabmagnet SN in beliebigem Abstande d von der Kompaßmitte auf den Tibergschen Arm und

dreht dann das Instrument so lange um seine vertikale Stehachse, bis die Magnetnadel auf 90^0 einspielt, also zur Stabachse senkrecht steht. Hernach entfernt man den Stabmagneten und notiert den daraufhin sich zeigenden Ablenkungswinkel $\alpha = 90^0 - \lambda$. (λ = Ablesung am Nordende der Magnetnadel.)

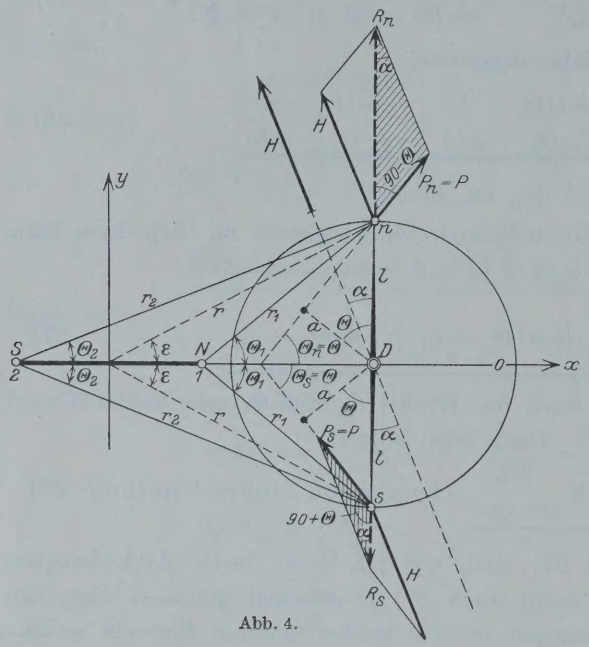


Abb. 4.

Aus der bekannten Stabdistanz d und dem Ablenkungswinkel α kann man dann wieder in einfacher Weise die Horizontalintensität H des erdmagnetischen Feldes berechnen, wie folgt:

Nachdem bei dieser Methode in der ersten Stellung die Nadel normal zur Stabachse steht, und zwar bei Einwirkung des Stabmagneten, so folgt, daß die Nadelpole n und s gegen die Stabachse symmetrisch liegen. Mithin ist

$$\left.\begin{aligned} \Theta_{1n} = \Theta_{1s} = \Theta_1 \dots \Theta_{2n} = \Theta_{2s} = \Theta_2 \dots \varepsilon_n = \varepsilon_s = \varepsilon, \\ r_{1n} = r_{1s} = r_1 \dots r_{2n} = r_{2s} = r_2 \dots r_n = r_s = r. \end{aligned}\right\} \quad 29)$$

Ferner wird:

$$\lambda_n = \Theta_{1n} - \Theta_{2n} = \Theta_{1s} - \Theta_{2s} = \lambda_s = \lambda,$$

$$\operatorname{tg}\tau_n \overset{13)}{=} \frac{r_{1n}^2 \cdot \sin\lambda_n}{r_{2n}^2 - r_{1n}^2 \cos\lambda_n} \overset{29)}{=} \frac{r_{1s}^2 \cdot \sin\lambda_s}{r_{2s}^2 - r_{1s}^2 \cos\lambda_s} = \operatorname{tg}\tau_s; \quad \text{also} \quad \tau_n = \tau_s = \tau. \quad 30)$$

Nach 14):

$$\Theta_n = \Theta_{1n} + \tau_n \overset{29)}{\underset{30)}{=}} \Theta_{1s} + \tau_s = \Theta_s; \quad \text{also} \quad \Theta_n = \Theta_s = \Theta. \quad 31)$$

Nach 15):

$$P_n = c \cdot m M \cdot \frac{\sin\lambda_n}{r_{1n}^2 \cdot \sin(\Theta_n - \Theta_{2n})} \overset{29)}{\underset{31)}{=}} c\, m M \cdot \frac{\sin\lambda_s}{r_{1s}^2 \cdot \sin(\Theta_s - \Theta_{2s})} = P_s.$$

Also wird:

$$P_s = P_n = P. \quad 32)$$

Die Gleichungen 31) und 32) ergeben nachstehenden Satz 2.

Steht die Magnetnadel bei eingelegtem Stabmagneten zur Stabachse normal, dann sind die auf ihre Pole einwirkenden Stabkräfte zwar gleich groß, aber nicht gleich gerichtet. Vielmehr schneiden sich die Träger dieser Kräfte in einem Punkte F der Stabachse, oder anders gesprochen, sie sind gegen die Stabachse symmetrisch.

Aus diesem Satze ergeben sich für die Normalstellung der Nadel die in Abb. 4 dargestellten Verhältnisse. Da Gleichgewicht herrscht, so müssen wieder die Momente aller auf die Nadelpole einwirkenden Kräfte sich gegenseitig aufheben.

Es wird also:

$$2Pa = 2Hb;$$

oder da $a = l\cos\Theta$, $b = l\sin\alpha$,

$$P\cdot\cos\Theta = H\cdot\sin\alpha,$$

$$\underline{H = P\cdot\frac{\cos\Theta}{\sin\alpha}}. \qquad 33)$$

Diese Gleichung sagt aus: In der Normalstellung der Nadel zur Stabachse fallen die Resultanten R_n und R_s aller auf die Nadelpole einwirkenden Kräfte in die Richtung der Nadelachse.

Denn nur dann folgt aus den schraffierten Dreiecken bei n und s die gemeinsame Beziehung 33).

Bei n wird nämlich: $\dfrac{H}{P} = \dfrac{\sin(90-\Theta)}{\sin\alpha} = \dfrac{\cos\Theta}{\sin\alpha}$,

und bei s wird: $\dfrac{H}{P} = \dfrac{\sin(90+\Theta)}{\sin\alpha} = \dfrac{\cos\Theta}{\sin\alpha}$,

daher der Satz 3.

Bei eingelegtem Stabmagneten stehen in der Normalstellung der Nadel zur Stabachse die an ihrem Nord- bzw. Südpol wirkenden Resultanten R_n bzw. R_s zur Stabachse normal; d. h. sie fallen mit der Nadelachse zusammen.

Wird in 33) P durch 15) ausgedrückt, dann kommt:

$$\underline{H = c\,m\,M\cdot\frac{\sin\lambda}{r_1^{\,2}\sin(\Theta-\Theta_2)}\cdot\frac{\cos\Theta}{\sin\alpha}}. \qquad 34)$$

Dabei ist in Übereinstimmung mit 22): (für $\alpha = 0$)

$$\left.\begin{array}{l} x_n = \quad x_s = x = d \\ y_n = -y_s = y = l \end{array}\right\}$$

$$\left.\begin{array}{l} {}_1 = \dfrac{y}{x-L} = \dfrac{l}{d-L};\ \ldots\ \Theta_1 = \ldots; \\ {}_2 = \dfrac{y}{x+L} = \dfrac{l}{d+L};\ \ldots\ \Theta_2 = \ldots; \\ \varepsilon = \dfrac{y}{x} = \dfrac{l}{d};\ \ldots\ \varepsilon = \ldots; \end{array}\right\} \quad \lambda = \Theta_1 - \Theta_2;$$

$$\left.\begin{array}{l} r_1^{\,2} = (x-L)^2 + y^2 = (d-L)^2 + l^2 \\ r_2^{\,2} = (x+L)^2 + y^2 = (d+L)^2 + l^2 \\ r^2 \ = x^2 \qquad + y^2 = d^2 \qquad + l^2 \end{array}\right\} \quad 35)$$

1 13): $$\operatorname{tg}\tau = \frac{r_1^{\,2}\sin\lambda}{r_2^{\,2} - r_1^{\,2}\cos\lambda} = \frac{\{(d-L)^2+l^2\}\cdot\sin\lambda}{\{(d+L)^2+l^2\} - \{(d-L)^2+l^2\}\cos\lambda};$$

$$\tau = \ldots; \qquad \Theta = \Theta_1 + \tau = \ldots;$$

Will man zu 35) wieder eine gute Näherungsformel finden, dann setze man in Übereinstimmung mit 25)

$$\frac{\sin\lambda}{\sin(\Theta-\Theta_2)} \doteq \frac{4L}{r+2L}.$$

Damit kommt:

$$\underline{H \doteq c\,m\,M\cdot\frac{4L}{r_1^{\,2}\cdot(r+2L)}\cdot\frac{\cos\Theta}{\sin\alpha}}; \quad \text{wobei} \quad \underline{\Theta \doteq \tfrac{3}{2}\varepsilon}. \qquad 36)$$

Ist r sehr groß im Vergleiche zu $(2L)$, dann kann man $r_1^{\,2} \doteq r^2$ und $(r+2L) \doteq r$ setzen, womit man erhält:

$$\underline{H \doteq c\,m\,M\cdot\frac{4L}{r^3}\cdot\frac{\cos\Theta}{\sin\alpha}}; \qquad \underline{\Theta \doteq \tfrac{3}{2}\varepsilon}. \qquad 37)$$

Für die gemachte Annahme (r groß gegen $2L$) ist aber Θ ein kleiner Winkel, so daß man auch noch $\cos\Theta \doteq 1$ und $r \doteq d$ setzen darf. Damit kommt:

$$H \doteq c\,m\,M \cdot \frac{4L}{d^3 \cdot \sin\alpha} \qquad 38)$$

(Formel von Tiberg-Thalén).

Um die Genauigkeit der Näherungsformeln 36) und 38) zu überprüfen, soll nun wieder eine Reihe von Zahlenbeispielen einmal nach der exakten Formel 35) und einmal nach den genannten Näherungsformeln 36) und 38) durchgerechnet werden.

Tabelle zur Sinusmethode.

d	α	H nach 34)	H nach 36)	H nach 38)
10 cm	75°	0,011871 · cmM	0,014296 · cmM	0,016564 · cmM
10 „	50°	0,014970 „	0,018020 „	0,020880 „
10 „	30°	0,022930 „	0,027610 „	0,032000 „
10 „	5°	0,131560 „	0,158440 „	0,183580 „
20 cm	75°	0,001958 „	0,002051 „	0,002070 „
20 „	50°	0,002469 „	0,002586 „	0,002610 „
20 „	30°	0,003787 „	0,003962 „	0,004000 „
20 „	5°	0,021702 „	0,022730 „	0,022940 „

Aus dieser Tabelle erkennt man, daß die Formel 38) nur dann stark ungenaue Werte liefert, wenn d sehr klein ist, daß sie also bei weitem nicht mehr so ungenau ist wie die entsprechende Formel 28) der Tangentenmethode.

Bemerkungen über die sogenannten **„indifferenten Punkte“.**

Es kann vorkommen, daß das erdmagnetische Feld so beschaffen ist, daß es unmöglich wird, für eine bestimmte vorgegebene Stabdistanz d, lediglich durch Drehung des Instrumentes um seine Stehachse, die Normalstellung der Nadel zur Stabachse zu erzwingen.

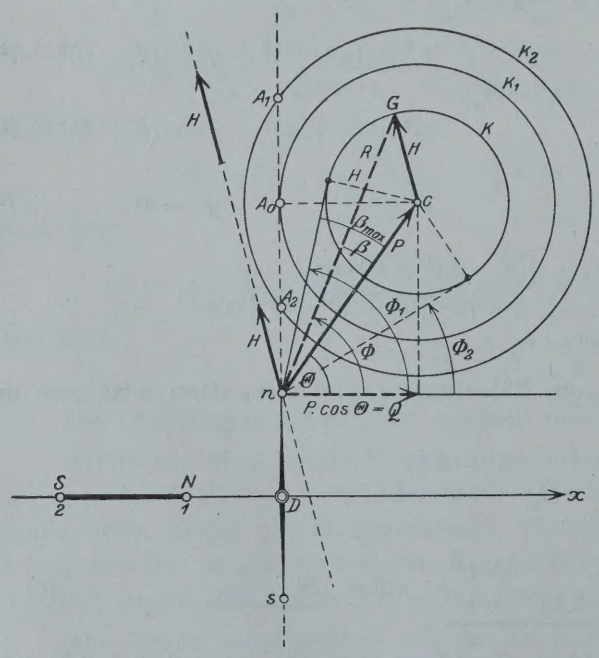


Abb. 5.

Punkte, in denen diese Erscheinung eintritt, nennt man „indifferente Punkte“ bezüglich der betreffenden Stabdistanz d.

Um den Nachweis für die Existenz solcher Punkte zu erbringen und gleichzeitig die mathematische Bedingung für ihr Auftreten festzustellen, betrachten wir Abb. 5. In dieser sei wieder SN der Stabmagnet, sn die Magnetnadel in der Normalstellung, d die Stabdistanz und H die Horizontalintensität des erdmagnetischen Feldes.

Wir denken uns die Magnetnadel in der Normalstellung in irgendeiner Weise festgehalten und fragen nun, wie das erdmagnetische Feld beschaffen sein muß, daß die Resultante R aus der Stabkraft P und der Horizontalintensität H normal zur

Stabachse werde. Denn nur dann wird bei Freilassung der Nadel die Normalstellung erhalten bleiben. (Vergleiche Satz 3.)

Bei Beantwortung dieser Frage denken wir uns das Instrument feststehend und das Kraftlinienfeld der Erde um das Lot des Beobachtungsortes drehbar, weil dies für die zeichnerische Darstellung bequemer ist und trotzdem dieselben relativen Effekte erzeugt werden, wie bei feststehendem Kraftlinienfeld und drehbarem Instrumente.

Zunächst konstruieren wir aus der Stabkraft P und der Feldintensität H mit Hilfe des Kraftdreieckes $(n\,c\,G)$ die Resultante R; diese wird im allgemeinen gegen die Stabachse x unter einem Winkel Φ geneigt sein, derart, daß

$$\underline{\Phi = \Theta + \beta} \quad \text{(wobei für ein konstantes } d \text{ auch } \Theta = \text{konst. ist)}. \qquad 39)$$

Denkt man nun das Kraftfeld des Erdmagnetismus um das Lot des Beobachtungsortes einmal herumgedreht, dann nimmt H bei konstanter Größe alle denkbar möglichen Richtungen an, und der Endpunkt G der Resultanten R beschreibt dabei den Kreis K.

Die zugeordneten Winkel Φ schwanken zwischen den Grenzwerten

$$\left.\begin{aligned} &\Phi_1 = \Theta + \beta_{\max} \quad \text{und} \quad \Phi_2 = \Theta - \beta_{\max}, \\ \text{wobei} \quad &\sin\beta_{\max} = \frac{H}{P}. \end{aligned}\right\} \qquad 40)$$

Soll nun eine Normalstellung der Resultanten R zur Stabachse möglich sein dann muß offenbar $\Phi_1 \geqq 90^0$ sein.

Dann wird aber

$$\beta_{\max} \overset{40)}{=} \Phi_1 - \Theta \geqq 90^0 - \Theta$$

und

$$\sin\beta_{\max} \overset{40)}{=} \frac{H}{P} \geqq \sin(90 - \Theta) = \cos\Theta,$$

$$\underline{H \geqq P \cdot \cos\Theta = Q}. \qquad 41)$$

Ist

$$H > P\cos\Theta,$$

dann schneidet der zugeordnete Intensitätskreis K_2 die Normalstellung der Nadel in den Punkten A_1 und A_2, durch welche jene Richtungen $\overrightarrow{cA_1}$ und $\overrightarrow{cA_2}$ der Feldntensität H bestimmt werden, für welche die Resultante R zur Stabachse normal wird, also die Normalstellung der Nadel erfolgt.

Ist

$$H = P \cdot \cos\Theta,$$

dann fallen diese beiden Richtungen in eine einzige zusammen, weil dann die Schnittpunkte A_1 und A_2 des zugeordneten Intensitätskreises K_1 mit der Normalstellung der Nadel sich im Punkte A_0 vereinigen. Die der Normalstellung der Nadel zugeordnete Intensitätsrichtung von H ist dann $\overrightarrow{cA_0}$.

Mithin erhält man den Satz 4.

In einem beliebigen Beobachtungsorte gibt es für eine bestimmte Stabdistanz d $\left\{\begin{matrix}\overline{\text{zwei}} \\ \overline{\text{eine}} \\ \underline{\text{keine}}\end{matrix}\right\}$ Normalstellung der Nadel, je nachdem $\underline{H \gtreqless P\cos\Theta = Q}$ ist.

Mithin lautet die Bedingung für einen indifferenten Punkt: $H < P\cos\Theta = Q$.

3. Die Dahlblomsche Methode. (Abb. 6.) Bei dieser Methode wird der Stabmagnet in den Schlitten des Dahlblomschen Armes eingelegt, der mit dem Tibergschen Arme einen Winkel von 30^0 einschließt und doppelt so lang ist wie der letztere. — Während bei der Tangentenmethode und Sinusmethode in der Praxis meistens mit konstanter Stabdistanz d gearbeitet wird, obzwar das durchaus überflüssig ist, da die aufgestellten Formeln für jede Stabdistanz Gültigkeit haben, operiert die Dahlblomsche Methode mit konstantem Ablenkungswinkel $\alpha = 30^0$ und variablem d.

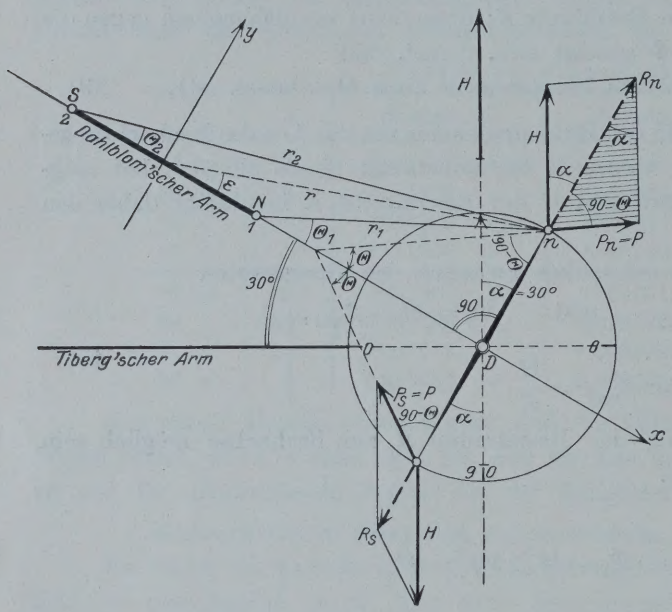


Abb. 6.

Beobachtungsvorgang: Man stellt die Nullrichtung des Kompasses bei entferntem Magnete durch Drehung des Instrumentes um seine Stehachse normal zu den Kraftlinien des erdmagnetischen Feldes, bzw. man bringt die Magnetnadel auf 90^0 zum Einspielen. — Sodann wird der Stabmagnet in den Schlitten des Dahlblomschen Armes eingelegt und so lange verschoben, bis die Magnetnadel in die Normalstellung zur Stabachse gelangt, also einen Ablenkungswinkel von 30^0 zeigt, bzw. die Stundenkreisablesung $\lambda = 60^0$ ergibt. — Die zugeordnete Stabdistanz d wird notiert.

Da in der zweiten Stellung der Nadel unter Einwirkung des Stabmagneten die Normalstellung erreicht wird, so treten in dieser Stellung dieselben Verhältnisse auf wie bei der Sinusmethode in der Anfangsstellung; d. h. es wird

$$\Theta_n = \Theta_s = \Theta \qquad \text{und} \qquad P_n = P_s = P,$$

und dementsprechend gilt auch der Satz 3.

Nach Abb. 6 bekommt man dann genau so wie bei der Sinusmethode aus der Gleichheit der Drehmomente der wirkenden Kräfte, oder aber auch unmittelbar aus dem schraffierten Dreiecke die Beziehung:

$$H = P \cdot \frac{\cos\Theta}{\sin\alpha}. \qquad 42)$$

Nur ist hier α, also auch $\sin\alpha$ eine Konstante, und zwar $\alpha = 30^0$; $\sin\alpha = \frac{1}{2}$. Wird nun wieder P durch Gleichung 15 ausgedrückt, dann kommt:

$$H = c\,m\,M \cdot \frac{2\sin\lambda}{r_1^{\,2}\sin(\Theta - \Theta_2)} \cdot \cos\Theta, \qquad 43)$$

wobei rechterhand die Größen λ, Θ_2, Θ, $r_1^{\,2}$ nach 35) zu berechnen sind. — Setzt man auch hier wieder zur Gewinnung einer Näherungsformel nach 25)

$$\frac{\sin\lambda}{\sin(\Theta - \Theta_2)} \doteq \frac{4L}{r + 2L},$$

dann kommt:

$$H \doteq c\,m\,M \cdot \frac{8\,L}{r_1^{\,2}(r+2\,L)} \cdot \cos\Theta; \quad \text{wobei} \quad \Theta \doteq \tfrac{3}{2}\varepsilon. \tag{44}$$

Setzt man schließlich für große Werte von x, genau so wie bei den früheren Methoden

$$r_1^{\,2} = d^2; \qquad (r+2\,L) \doteq d; \qquad \cos\Theta \doteq 1,$$

dann kommt:

$$H \doteq c\,m\,M \cdot \frac{8\,L}{d^3}. \tag{45}$$

Schlußbemerkungen über die Horizontalintensitätsmessungen.

Alle hier aufgestellten Formeln drücken die Horizontalintensität H durch die Größe $(c\,m\,M)$ aus, die überall als Faktor auftritt.

Will man aber die Horizontalintensität H in einem gestörten Gebiete durch die Horizontalintensität H_0 im ungestörten Gebiete ausdrücken, dann hat man weiter nichts zu tun, als die aufgestellten Formeln auch für das ungestörte Gebiet anzuwenden und die in ihnen auftretenden Bestimmungsgrößen durch den Index 0 zu charakterisieren.

Die Division solcher korrespondierender Formeln durcheinander liefert dann H ausgedrückt durch H_0.

Zum Beispiel: Bei Anwendung der Tangentenmethode hat man nach Formel 26)

im gestörten Gebiete:

$$H = c\,m\,M \cdot \frac{2\,L}{\sin\alpha} \cdot \left\{ \frac{\cos(\Theta_n + \alpha)}{r_{1n}^2(r_n + 2\,L)} + \frac{\cos(\Theta_s - \alpha)}{r_{1s}^2(r_s + 2\,L)} \right\},$$

im ungestörten Gebiete:

$$H_0 \doteq c\,m\,M \cdot \frac{2\,L}{\sin\alpha_0} \cdot \left\{ \frac{\cos(\Theta_n^{\,0} + \alpha_0)}{r_{1n}^{0\,2}(r_n^{\,0} + 2\,L)} + \frac{\cos(\Theta_s^{\,0} - \alpha_0)}{r_{1s}^{0\,2}(r_s^{\,0} + 2\,L)} \right\}.$$

Die Division dieser beiden Gleichungen liefert:

$$H = H_0 \cdot \frac{\sin\alpha_0}{\sin\alpha} \cdot \frac{r_{1n}^{0\,2} \cdot r_{1s}^{0\,2}(r_n^{\,0} + 2\,L)(r_s^{\,0} + 2\,L)}{r_{1n}^2 \cdot r_{1s}^2(r_n + 2\,L)(r_s + 2\,L)}$$

$$\times \frac{r_{1s}^2(r_s + 2\,L)\cos(\Theta_n + \alpha_0) + r_{1n}^2(r_n + 2\,L)\cos(\Theta_s - \alpha)}{r_{1s}^{0\,2}(r_s^{\,0} + 2\,L)\cos(\Theta_n^{\,0} + \alpha) + r_{1n}^{0\,2}(r_n^{\,0} + 2\,L)\cos(\Theta_s^{\,0} - \alpha_0)}. \tag{46}$$

In diesem Ausdrucke ist für das ganze Aufnahmegebiet

$$\sin\alpha_0 \cdot \frac{r_{1n}^{0\,2} r_{1s}^{0\,2}(r_n^{\,0} + 2\,L)(r_s^{\,0} + 2\,L)}{r_{1s}^{0\,2}(r_s^{\,0} + 2\,L)\cos(\Theta_n^{\,0} + \alpha_0) + r_{1n}^{0\,2}(r_n^{\,0} + 2\,L)\cos(\Theta_s^{\,0} - \alpha_0)} = C = \text{Konst.}$$

Und damit findet man:

$$H = H_0 \cdot \frac{C}{\sin\alpha} \cdot \left\{ \frac{\cos(\Theta_n + \alpha)}{r_{1n}^2(r_n + 2\,L)} + \frac{\cos(\Theta_s - \alpha)}{r_{1s}^2(r_s + 2\,L)} \right\}. \tag{47}$$

Bei Anwendung der Sinusmethode oder auch der Dahlblomschen Methode hat man nach 38) oder 45)

im gestörten Gebiete:

$$H \doteq c\,m\,M \cdot \frac{4\,L}{d^3 \sin\alpha}; \quad \text{bzw.} \quad H \doteq c\,m\,M \cdot \frac{8\,L}{d^3};$$

im ungestörten Gebiete:

$$H_0 \doteq c\,m\,M \cdot \frac{4\,L}{{d_0}^3 \sin \alpha_0}; \quad \text{bzw.} \quad H_0 \doteq c\,m\,M \cdot \frac{8\,L}{{d_0}^3};$$

Also durch Division:

$$\underline{H \doteq H_0 \cdot \frac{{d_0}^3 \sin \alpha_0}{d^3 \sin \alpha}}; \quad \text{bzw.} \quad \underline{H \doteq H_0 \left(\frac{d_0}{d}\right)^3}. \qquad 48)$$

Die erste dieser beiden Formeln entspricht der Sinusmethode und kennt keine indifferenten Punkte, wenn man mit beliebigem d arbeitet.

Macht man aber, wie das in der Praxis meistens geübt wird, $d = d_0$, dann ist es möglich, daß für den konstanten Wert von d indifferente Punkte auftreten. Die erste Formel von 48) vereinfacht sich aber bei diesem Verfahren auf:

$$\underline{H = H_0 \cdot \frac{\sin \alpha_0}{\sin \alpha}}. \qquad 49)$$

In analoger Weise kann man auch in allen anderen Formeln H durch H_0 ausdrücken. (Fortsetzung folgt.)

Bücherbesprechungen.

H. J. Seemann, Die Instrumente der Sternwarte zu *Marâgha* nach den Mitteilungen von *al ʿUrḍî* (Sitzungsberichte der physik.-med. Sozietät zu Erlangen, Bd. 60, S. 15—126, 44 Abb., 1928.)

Ausführliche Besprechung nebst Ergänzungen von J. Frank-Weihenstephan.

Eine in Paris befindliche arabische Handschrift (Katalog von de Slane, Nr. 2544, 10) berichtet uns über astronomische Instrumente, von denen ein Teil auf der Sternwarte zu *Marâgha* Aufstellung gefunden hatte. Einige der beschriebenen Instrumente waren griechischen Vorbildern nachgebildet, jedoch verschiedentlich abgeändert und verbessert, die anderen waren Neukonstruktionen, sicherem Vermuten nach von *al Muʾajjad al Dîn al ʿUrḍî* aus Damaskus, der im 13. Jahrhundert lebte. 1259 wurde er mit vier anderen Gelehrten nach *Marâgha* von dem großen persischen Forscher *Naṣîr al Dîn al Ṭûsî* berufen, der von dem Tartarenfürst *Hûlâgû* den Auftrag zur Errichtung einer Sternwarte daselbst erhalten hatte. Es entstand eine Sternwarte, erbaut mit ungeheuren Kosten, ausgerüstet mit den besten Instrumenten der damaligen Zeit und einer Bibliothek mit angeblich 40000 Bänden, ausgestattet mit reichen Stiftungen und Dotierungen. Die Sternwarte stand auf einem westlich von *Marâgha* liegenden Hügel, der sich 400 m lang von Norden nach Süden erstreckt. Die Ruinen der Sternwarte, die nach L. Am. Sédillot 1262 in Betrieb genommen wurde, im 16. Jahrhundert der Zerstörung wieder anheim fiel, sind heute noch vorhanden. Ich möchte darauf hinweisen, daß in Mitteleuropa erst 300 Jahre später, 1561 die erste Sternwarte vom Landgraf Wilhelm auf dem Turm des Zwehrener Tores zu Kassel errichtet wurde. Allerdings private Sternwarten gab es schon früher. So richtete sich der Nürnberger Patrizier Bernhard Walter auf Veranlassung von Regiomontan um 1471 in seinem Hause ein kleines Observatorium ein.

Die von H. Seemann benutzte arabische Handschrift hat schon 1809 Am. Jourdain, wenn auch nicht in vollem Umfang, ins Französische übertragen. Er schreibt auch das Original der Handschrift, die selbst einer späteren Zeit entstammt, *al ʿUrḍî* zu. Die hier beschriebenen Instrumente bespricht auch M. Delambre in der Geschichte der Astronomie des Mittelalters; 1844 befaßt sich L. Am. Sédillot nochmals mit der Mehrzahl derselben in seinen Memoiren der astronomischen Instrumente der Araber. 1918 fanden diese Instrumente auch eine deutsche Bearbeitung durch I. A. Repsold in den *Astronomischen Nachrichten*[1]), der sich auf die Übersetzung von Jourdain stützt. Bei der vorliegenden Arbeit von H. Seemann handelt es sich nicht um eine bloße Wiederholung. Schon ein flüchtiger Blick in die Schrift von I. A. Repsold zeigt mir, daß

[1]) *Astron. Nachr.* **206.** *S. 124. 1908.*

er manche Instrumente sehr knapp, teilweise unvollständig beschreibt, von manchen aber eine falsche Vorstellung hat. Ich verweise auf meine Bemerkungen zu einzelnen Instrumenten. Überdies behauptet H. Seemann, daß Am. Jourdains Übersetzung nicht vollständig und teilweise fehlerhaft sei. Es wäre wünschenswert gewesen, wenn H. Seemann die Abweichungen seiner Übersetzung von der Am. Jourdains von Fall zu Fall besprochen und auf die Ausführungen Repsolds eingegangen wäre. Nicht minder wäre es zu begrüßen gewesen, wenn H. Seemann eine kritischere Stellung zu den beschriebenen Instrumenten eingenommen und gezeigt hätte, ob und inwieweit die Instrumente zu *Marâgha* den Instrumenten des Abendlandes als Vorbild dienten, bzw. welche Verwandtschaften sie miteinander zeigen.

Bevor H. Seemann auf die Abhandlung von *al ʿUrḍî* selbst eingeht, gibt er eine Zusammenstellung der arabischen Längenmaße. Er hätte aber erwähnen müssen, daß die Länge der Elle nicht einheitlich festgelegt war. M. Delambre und Am. Jourdain geben an, daß die haschimitische oder astronomische Elle 36 Finger umfaßt, während H. Seemann sie zu 32 Finger annimmt. Unter Zugrundelegung der ägyptischen Elle, die in 27 Finger unterteilt war und 19 Par. Zoll, 6 Lin. mißt, berechnen die beiden Franzosen die haschimitische Elle zu 26 Zoll = 703,8 mm. Girard gibt in Gehlers physikalischem Handwörterbuch (6. Aufl. 2. Abtl., S. 1238. 1841—44.) fast den gleichen Wert für die schwarze Elle wie Am. Jourdain an, errechnet aber für die haschimitische Elle einen anderen Betrag. A. Böckh, der in Metrologische Untersuchungen über Gewichte, Münzfüße und Maße des Altertums, S. 246. 1838, die verschiedenen arabischen Ellen zusammenstellt, kommt zu der Ansicht, daß die haschimitische Elle mit der rasasäischen oder königlichen, die auch 36 Finger umfaßt, identisch sei. Nach seiner Berechnung mißt sie 319, 174 Par. Lin. = 720,02 mm. Nach Hammer-Purgstall, Enzyklop. Übersicht d. Wiss. d. Orients, S. 335. 1804, war der Finger in 6 Gerstenkorne und dieses in 6 Kamelhaare unterteilt. Doch findet man auch für diese Zahlen abweichende Angaben. Im folgenden werden, um die Übereinstimmung zu wahren, die Maße, die H. Seemann mitteilt, beibehalten. Notwendig wäre es gewesen, daß die arabischen Namen *Fitr* und *Schibr* ins Deutsche übertragen worden wären, um so mehr, als der deutsche Ausdruck später auch allein angewendet wird. *Fitr* ist die „kleine Spanne", umfassend die Strecke zwischen den Spitzen des gespreizten Daumens- und Zeigefingers, sie wird auch in 10 Finger unterteilt. *Schibr*, die „große Spanne", mißt die Strecke zwischen den Spitzen des Daumens und des kleinen Fingers bei ausgespannter Hand.

Bei der Konstruktion seiner Instrumente hatte *al ʿUrḍî* das Bestreben, ihre Dimension so groß zu wählen, als es ihre Festigkeit irgendwie erlaubt, um die Teilung von Kreisen und Strecken möglichst weit treiben zu können. So sollten seine Kreise in Minuten, ja noch in Bruchteile davon geteilt gewesen sein, so daß die astronomischen Messungen möglichst genau durchgeführt werden konnten. Allerdings dürfte die Unterteilung nicht soweit möglich gewesen sein, wie *al ʿUrḍî* rühmt, da die einzelnen Teilstriche nur Bruchteile von Millimeter hätten entfernt sein können.

I. Mauerquadrant. Auf einer quadratischen Mauerfläche von $6^1/_2$ h. E. (= haschimitischen Ellen = ca. 4,2 m) Seitenlänge ist ein Viertelskreis angebracht, der begrenzt wird durch einen horizontalen und einen vertikalen Kreisradius von je 5 h. E. (= 3,1 m) Länge und $^1/_4$ h. E. (= 0,16 m) Breite. Als Material wird Teakholz, eine dunkelbraune, sehr dauerhafte Holzart verwendet. Der eigentliche Meßquadrant, der also die Teilung trägt, ist aus Kupfer gefertigt und in das Teakholz eingelassen. Leider erwähnt *al ʿUrḍî* nicht, warum er die Holzbekleidung des Kupferquadranten gewählt und diesen nicht unmittelbar an der Wand befestigt hat. Vielleicht sollte dadurch eine genauere und leichtere Lagerung des eigentlichen Meßquadranten erreicht werden können. Während *al ʿUrḍî* hervorhebt, daß der Holzquadrant aus einzelnen Teilen zusammengesetzt wird, erwähnt er nichts darüber, ob der Kupferquadrant ebenfalls aus Teilen zusammengefügt oder aus einem Stück gegossen war. Das Gießen eines so großen Quadranten, wenn es auch mit Schwierigkeiten verbunden war, kannte man schon vor *al ʿUrḍî*. So berichtet U. Bouriant (*Memoires publ. par l. membres de la miss. arch. franc. etc. t. XVII, p. 363—370, 1900*) den Vorgang des Gießens eines solch großen Kreisringes im Jahre 1120. Zur Messung der Sternhöhe mit dem Mauerquadranten dient ein mit Absehen versehenes Lineal (Alhidade) aus Teakholz, 4 F. (Finger = 8 cm) breit und dick und etwas länger als der Radius des Quadranten. Die Enden der Alhidade be-

stehen aus Kupfer. Das eine Ende ist in der Mitte durchbohrt und sitzt auf einem eisernen Zapfen in dem Mittelpunkt des Quadranten. Um diesen Punkt kann das Visierlineal in die Richtung des betreffenden Sternes gedreht werden. Das andere Ende der Alhidade ist zu einem Zeiger ausgeschnitten. Seine Ablesekante geht durch den Drehpunkt. Zur leichteren Handhabung kann die Alhidade mit einem Seil gehoben und gesenkt werden, das über eine Rolle an der Mauer läuft. Mit dem Mauerquandranten werden nur Kulminationshöhen bestimmt. Die Mauer muß daher genau in die Nord-Südrichtung orientiert werden, was mit Hilfe des sogenannten indischen Kreises geschieht, den *al ʿUrḍî* auch beschreibt. Der Mittelpunkt des Quadranten befindet sich an der oberen Südecke der Mauer, der Kreisbogen ist nach unten gewölbt, der Anfang der Teilung liegt unten; es werden Zenitabstände unmittelbar abgelesen. Ich wundere mich, daß *al ʿUrḍî* den Mittelpunkt nicht in die untere Nordecke der Mauer verlegt hat, so daß der Quadrant nach Süden gerichtet ist, mit der Krümmung nach oben. Der Beobachter hätte dann bei allen Messungen seinen Standpunkt beibehalten können, während bei der Anordnung von *al ʿUrḍî* die Absehe, durch die das Auge blicken muß, bis zu 3 m über dem Boden entfernt sein kann. Bei dem später zu besprechenden Instrument mit den beiden Quadranten ist ihr Mittelpunkt in die untere Ecke gelegt. Allerdings ist bei einer solchen Anordnung des Mittelpunktes die Ablesung der gemessenen Grade für die größere Zahl der Beobachtungen etwas umständlich, doch bequemer als das Visieren bei der von *al ʿUrḍî* gewählten Lage.

II. Armillarsphäre. Dieses Ringinstrument dient zur Messung von astronomischer Länge und Breite und geht auf die Griechen zurück. Seine Entwicklungsgeschichte bis in die neue Zeit gibt A. Nolte (Abhdl. z. Gesch. d. Naturwiss. u. d. Med., Heft II. 1922). *Al ʿUrḍî* hat das griechische Vorbild abgeändert und in größeren Dimensionen ausgeführt. Der größte der fünf Ringe hat einen größten Durchmesser von 3 h. E. 13 F. (= ca. 2,20 m), der des kleinsten Ringes mißt 3 h. E. (= 1,92 m). Die Breite und die Dicke der Ringe beträgt 4 F. (= 0,08 m), nur der äußerste Ring ist 5 F. (= 0,1 m) breit. Er ist der Träger des ganzen Instrumentes und in den Meridian orientiert. In ihm sind an zwei diametral gegenüberliegenden Punkten Achsen in radialer Richtung eingesetzt, die die Weltachse versinnbildlichen. Um diese Achsen dreht sich innerhalb dieses Ringes ein zweiter, der Kolurring, dessen äußerer Durchmesser um 9 F. (= 0,18 m) kleiner ist, als der des ersten. Der Kolurring ist an zwei Stellen, die von den genannten zwei Achsen um je $23^0\,30'$ abstehen, zur Aufnahme zweier weiterer Achsen durchbohrt. Sie stellen die Ekliptikpole dar und ragen nach innen und außen um die Länge der Breite eines Ringes heraus. Um die nach außen gerichteten Achsenstücke ist in dem Zwischenraum zwischen dem Meridian- und dem Kolurring ein dritter beweglich, der große Breitenring, um die nach innen gelegenen Achsen der kleinste des ganzen Systems, der kleine Breitenring. Dieser berührt mit seiner Außenseite, der andere mit seiner Innenseite den fünften Ring, der mit dem Kolurring senkrecht zu ihm zusammengefalzt ist. Er steht also von den Ekliptikpolen um 90^0 ab und kann zusammen mit dem Kolurring um die beiden, die Weltachsen darstellenden, Drehstifte bewegt werden. Er stellt somit die Ekliptik dar und dient im Verein mit den beiden Breitenkreisen zur Ermittlung der astronomischen Länge und Breite. Dazu sind sie in Grade usw. geteilt. Durch den Mittelpunkt eines kupfernen Durchmessers des kleines Breitenringes ist ein Drehzapfen geführt, um den eine kupferne Alhidade mit Absehen und Zeiger sich drehen kann entlang der Teilung des kleinen Breitenringes. Mit der Alhidade wird das Gestirn anvisiert, wobei der kleine Breitenring in die Ebene des Längenkreises durch den Stern gedreht werden muß. Dies erfordert, daß der Ekliptikkreis durch Drehung des Kolurringes in die Lage gebracht wird, die ihrer augenblicklichen Stellung am gestirnten Himmel entspricht. Der Breitenring schneidet an dem Ekliptikkreis die astronomische Länge, die Zeigerkante der Alhidade am Breitenring die Breite des Sternes ab. Die erforderliche Lage des Ekliptikringes findet man, indem man die Alhidade auf die Breite, den kleinen Breitenkreis auf die Länge eines schon bekannten Sternes einstellt und den Kolurring so lange dreht, bis dieser Stern durch die Absehen gesehen wird. An Stelle des kleinen Breitenringes wird sodann der große gesetzt, damit jener für die Beobachtung frei wird. Dazu wäre allerdings der große Breitenring nicht unbedingt nötig. Seine Verwendungsmöglichkeit ist überhaupt beschränkt, wenn er nicht mit einer Visiereinrichtung versehen ist. Sonst dient er nur noch zur Veranschaulichung z. B. der gegenseitigen Lage des genannten bekannten Sternes und eines ge-

suchten. Der eine der beiden Weltpolzapfen ist nur teilweise zylindrisch gestaltet, sonst vierkantförmig. Das vierkantförmige Ende ist in dem Meridianring gut eingepaßt und sitzt unverrückbar fest. Der andere, der untere Zapfen, ist in seiner ganzen Länge abgedreht, ebenso der untere der Ekliptikpolzapfen. Der obere davon ist im mittleren Drittel vierkantförmig, das im Kolurring liegt. Wie wurde das Instrument zusammengesetzt? Ich vermute, daß zuerst die nicht zylindrischen Achsen in ihre Ringe fest eingesetzt wurden; dann wurden die beiden Breitenringe mit ihren Durchbohrungen über die abgedrehten Teile der zugehörigen Achse geschoben. Dies mußte mit großer Vorsicht geschehen, um die Achsen nicht zu verbiegen. Dann wurde der zylindrische Ekliptikpolzapfen durch die übereinanderliegenden Durchbohrungen der drei Ringe geschoben. Das so zusammengefügte Ringsystem wurde in den Meridianring eingebaut, indem über den oberen Weltpolzapfen von innen der Kolurring gesteckt und der zylindrische Weltpolzapfen von außen durch den Meridianring, dann durch eine Buchse, die genau in den Zwischenraum zwischen Meridianring und Kolurring paßte und auf die Durchbohrung des Meridianringes gesteckt war, und schließlich durch den Kolurring geschoben wurde. Die Buchse soll verhindern, daß der Kolurring nicht nach unten rutschen kann. Die untere Achse kann nicht herausfallen, da sie vom Fuß des Instrumentes, der auf einer Säule ruht, festgehalten wird, während die untere Ekliptikachse durch den Meridianring in ihrer Lage gehalten wird. Die Stellen der Ringe, die durch die Durchbohrungen geschwächt sind, werden von außen mit Plättchen wieder verstärkt. Die Weltpolzapfen würden verhindern, daß der große Breitenring in die Meridianebene geschlagen werden kann. Er war daher an den Berührungsstellen ausgespart. H. Seemann ist der Ansicht, daß vier Stellen hätten ausgespart sein müssen, das scheint mir nicht notwendig und auch nicht zweckmäßig. Es genügt, wenn der Breitenring nach einer Seite hin in den Meridianring geklappt werden kann und nicht auch noch bei einer Drehung um 180°. Für die Eindeutigkeit der Ablesung der Stellung der Breitenringe zur Ekliptik sind vier Aussparungen nicht zweckdienlich. *Al ʿUrḍî* erwähnt nicht, daß die Breitenringe mit einem Zeiger oder einer Ablesemarke versehen waren. Streng genommen hätte die Marke in der Mitte der konkaven Seite des großen und der konvexen des kleinen Breitenringes angebracht sein müssen. Der Fehler ist nicht zu groß, wenn immer die gleiche Kante der beiden Ringe genommen wird. Für den kleinen Breitenring ist zweckmäßig die zu wählen, über die die Alhidade gleitet, für den großen die, welche beim Einklappen des großen Ringes mit der gewählten Kante des kleinen Ringes zusammenfällt. Bei nur zwei Aussparungen kann der große Breitenring nur einmal in die Ebene des Meridians fallen, so daß die Ablesekante eindeutig bestimmt ist. Der Meridianring kann nach *al ʿUrḍî* auch in Grade geteilt sein. Wozu diente dann diese Teilung? Ich vermute zur Messung von Kulminationshöhen. Dazu muß der kleine Breitenring mit der Alhidade in dem Meridian gedreht und durch sie das betreffende Gestirn anvisiert werden. Die Ablesung erfolgt am Meridianring, die aber mit Vorsicht durchzuführen ist, da die Alhidade kürzer als der Durchmesser des Meridianringes ist.

III. Solstitialarmille. *Al Urḍî* beschreibt noch zwei einfachere Ringinstrumente, die auch auf Ptolemäos zurückgehen. Die hauptsächlichste Änderung gegenüber den Ptolemäischen Instrumenten besteht auch hier in der Verwendung einer Alhidade statt eines weiteren Ringes, der im Innern des kleinsten Kreises sich drehen kann und mit Absehen ausgestattet ist. Die Solstitialarmille dient zur Ermittlung der Ekliptikschiefe. Es ist ein in den Meridian orientierter geteilter Ring von 5 E. (= 2,5 m) Durchmesser, 4 F. (= 0,08 m) breit und hoch, mit Alhidade und Absehen, ähnlich dem kleinen Breitenring des II. Instrumentes.

IV. Äquinoktialarmille. Sie gestattet den Eintritt der Sonne in den Äquator genau zu ermitteln. Das Instrument, das wohl die gleichen Ausmaße wie III hatte, unterscheidet sich von ihm dadurch, daß senkrecht zu seiner Ringfläche ein zweiter Ring steht, der gegen die Vertikale um die Breite des Beobachtungsortes geneigt ist, also den Äquator darstellt. Um die Alhidade bei der Drehung nicht zu behindern, ist sein innerer Durchmesser etwas kleiner als der entsprechende des Meridianringes. Der Zeitpunkt des Eintritts der Sonne in den Äquator ist gegeben, wenn der Äquatorring sich selbst beschattet. Für diese Bestimmung ist die Alhidade nicht nötig. Ich vermute, daß mit diesem Instrument auch Kulminationshöhen sollten bestimmt werden können, wozu der geteilte Meridianring und die Alhidade notwendig waren. Instrument III und IV ruhten auf Säulen.

Al ʿUrḍî drückt die Überzeugung aus, daß die Ringe der von ihm erbauten Armillen ihre Lage nicht ändern, was man für den großen und stark ausladenden Äquator- und den Ekliptikring doch in Zweifel ziehen dürfte.

V. Hipparchsches Diopterlineal. (Abb. 1.) Wie der Name sagt, geht dieses Instrument auf Hipparch zurück (s. w. u.). Es dient zur Bestimmung des Sonnen- und Monddurchmessers und zur Ermittlung des Grades der Sonnen- und Mondfinsternisse. Sein wesentlicher Bestandteil ist ein $4^2/_3$ E. (= ca. 2,3 m) langes und $^1/_4$ E. (= 0,12 m) breites und hohes Lineal aus Teakholz, das auf seiner oberen Seite mit einer schwalbenschwanzförmigen Nut versehen ist. In diesem Schlitz kann ein kleiner Schlitten verschoben werden, der eine Absehe mit konischer Durchbohrung trägt.

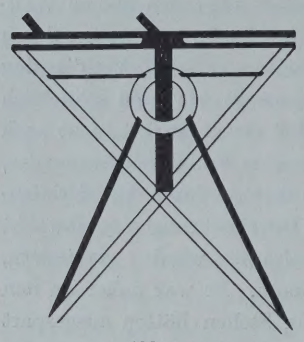


Abb. 1.

Ihr kleinster Durchmesser mißt $^1/_2$ F. (= 10 mm). Dies ist auch die Längeneinheit der Teilung, die beiderseits der Nut läuft. 220 solche Teile finden sich auf dem Lineal. Jeder Teil ist noch in 12 kleinere unterteilt. Die jeweilige Stellung der Absehe zu dieser Teilung geben Zeiger an, die seitlich an dem Schlitten angebracht sind. An dem Ende des Lineals, an dem die Zählung der Teilung beginnt, ist eine zweite, gleich große Absehe befestigt; die weitere Öffnung der Durchbohrung ist dem Lineal abgekehrt. Dieses ist durch ein Gelenk verbunden mit einer 4 E. (= 2,0 m) hohen Holzsäule, deren Durchmesser nur 5 F. (= 0,1 m) beträgt. Die Säule endigt in einem eisernen Drehzapfen, der sich in der Mitte eines großen Holzkreuzes bewegen kann. Eine die Säule umfassende Ringplatte von 3 E. (= 1,5 m) Durchmesser, die von vier Streben getragen wird, stützt sie. Das Visierlineal hat also zwei Freiheitsgrade und kann auf jeden Punkt des Himmels gerichtet werden. Zur Messung des scheinbaren Durchmessers der Sonne oder des Mondes wird das Richtscheit auf das betreffende Gestirn gerichtet, wobei das Auge an die weite Öffnung der festen Absehe herangebracht wird und die bewegliche solange verschoben, bis ihre kleine Lochöffnung die Mond- oder Sonnenscheibe genau umfaßt. Der Quotient zwischen dem Durchmesser der kleinen Öffnung der beweglichen Absehe und ihrem Abstand von der festen liefert die Tangente des Sehwinkels. Dieser Abstand beträgt, wie *al ʿUrḍî* selbst angibt, höchstens 130 Teile. Warum war das Lineal um 90 größer? Zur Ermittlung des Grades der Finsternis sind dem Instrument zwei Messingscheiben beigegeben. Die für die Sonnenfinsternis ist sehr klein, ihr Durchmesser gleich dem der kleinen Öffnung der beweglichen Absehe. Mit dieser Scheibe wird diese Öffnung, die gerade die Sonnenscheibe umfaßt, so weit abgedeckt, wie die Mondscheibe die Sonnenfläche überdeckt. Da die Scheibe 12 Teile, die den Unterteilen auf dem Lineal gleich sind, längs ihres Durchmessers trägt, kann man den Grad der Verfinsterung an den in die Öffnung der Absehe hineinragenden Teilen ablesen. Ich bin nicht der Ansicht von H. Seemann, daß für die Scheibe eine Führung an der beweglichen Absehe vorgesehen war, weil in diesem Fall die Überdeckung der Sonne nur in einer Richtung hätte verfolgt werden können. Auch glaube ich nicht, daß es sich bei den Scheiben um Lochblenden handelte, da diese eine bequeme Ablesung der Verfinsterung nicht ermöglicht und die stete Prüfung der richtigen Einstellung der beweglichen Absehe im Verlaufe der Erscheinung erschwert hätten. Die Scheibe für die Mondfinsternis ist größer, ihr Durchmesser mißt $31^1/_5$ der kleinen Teile.

Ich möchte noch bemerken, daß die Absehen des von *al ʿUrḍî* konstruierten Instrumentes von denen der griechischen Vorbilder sich unterscheiden und eine Verbesserung bedeuten. Archimedes, der schon im 3. Jahrhundert v. Chr. ein solches Instrument konstruierte, stellte vor dem Auge, das sich an dem einen Ende des Richtscheites befinden sollte, eine dem Augapfel gleich große Kugel auf, und in entsprechender Entfernung einen geraden Zylinder; er maß also den horizontalen Durchmesser des Gestirnes, indem er die vertikalen Ränder des Zylinders mit den Enden des horizontalen Durchmessers der Sonnen- bzw. Mondscheibe zur Deckung brachte (s. F. Hultsch, Abhdl. z. Gesch. d. Math., S. 192. 1899). Nach K. Manitius (Procli Diadochi Hypotyposis etc., S. 292. 1909) ist bei Pappos (4. Jhrh. n. Chr.) die feste Absehe in der Mitte durchbohrt, die bewegliche überhaupt nicht — das Meßverfahren ist das gleiche wie bei Archimedes — und bei Proklos hatte die feste Absehe eine kleine Durchbohrung am Fuß, die bewegliche zwei Durch-

bohrungen, die eine am Fuß, die andere senkrecht darüber am Rand. Proklos maß also den vertikalen Durchmesser. Beim arabischen Instrument ist dagegen kein Durchmesser bevorzugt. Das Instrument des Theon, eines Zeitgenossen von Proklos, hatte auch schon zwei Freiheitsgrade wie auch die Dioptra des Heron, eines Zeitgenossen von Hipparch, die zwar zunächst nur für geodätische Messungen bestimmt war, aber auch für astronomische eingerichtet wurde. Dieses Instrument hatte für seinen Zweck zwei feste Absehen auf einem Richtscheit, das mittels Schrauben ohne Ende und Zahnräder in jede Richtung gedreht werden konnte (s. J. A. Repsold, *Astron. Nachr.* **206.** *S. 92. 1908*).

VI. Instrument mit den beiden Quadranten. (Abb. 2.) *Al ʿUrḍî* bezeichnet sich als den Erfinder des Instrumentes, das ein Ersatz des Instrumentes mit den Ringen sein soll, allerdings nicht der besprochenen Armillarsphäre, mit der man vornehmlich astronomische Längen und Breiten bestimmte, während Instrument VI zur Ermittlung von Höhe und Azimut diente. Soll eine Armillarsphäre auch diese Koordinaten bestimmen lassen, so muß sie noch einen beweglichen Meridian- und einen festgehaltenen Horizontring, beide mit Teilungen versehen, besitzen. S. Nolte, a. a. O. Über die Größe des Instrumentes von *al ʿUrḍî* fehlen genaue Angaben. Er sagt nur, daß es möglichst groß sein soll, so daß wir annehmen können, daß es in seinen Ausmaßen den früher besprochenen gleichkommt. Der zur Bestimmung des Azimuts dienende Kreis ist auf einer Ringmauer horizontal gelagert. Die Mauer ist wohl ebenso hoch wie die des VIII. Instrumentes, also $1^1/_2$ E. (= 0,75 m). Der Kreis ist in vier mal 90^0 und Unterteile geteilt. Die Zählung beginnt an der Ost-Westlinie und läuft nach Süden und Norden. Im Mittelpunkt der Ringmauer ist vertikal auf ihrem Fundament eine eiserne Achse errichtet, die zur besseren Stabilität am oberen Ende in einem wagrechten Balken eingelassen ist, der von zwei Säulen außerhalb der Ringmauer getragen wird. Um diese Achse können zwei Quadranten gedreht werden. Der eine der

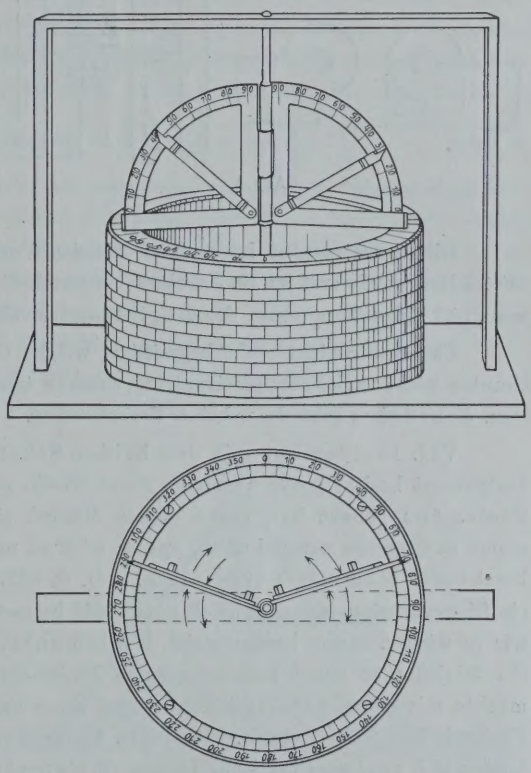


Abb. 2.

den Quadranten begrenzenden Radien ist vertikal gestellt, also parallel der Achse, während der andere bei der Drehung über den Horizontalring hingleitet. Es ist anzunehmen, daß er dabei auf dem Horizontkreis leicht aufliegt zur Entlastung der Achse. Er ist kürzer als der größte Radius des Horizontringes, um seine Teilung zu schonen, die nicht über die ganze Breite des Ringes gezogen ist. Im Mittelpunkt eines jeden Quadranten, der unten an der Achse liegt, dreht sich eine einfache Alhidade mit zwei Absehen, die 1 E. (= 0,5 m) voneinander abstehen. Der Zeiger der Alhidade gestattet die Ablesung der gesuchten Sternhöhe an der Teilung des Quadranten, die am horizontalen Radius beginnt. *Al ʿUrḍî* rühmt als besonderen Vorzug seines Instrumentes, daß mit ihm gleichzeitig Höhe und Azimut zweier Gestirne bestimmt werden können. Dieser Zweck kann für alle möglichen Fälle nur erreicht werden, wenn die beiden Quadranten einander vollkommen genähert werden können. Dies erreicht *al ʿUrḍî* durch eine besondere Art von drei Scharnieren, die in der Mitte und an den Enden des vertikalen Begrenzungsradius angebracht sind. Senkrecht zu der Fläche des Quadranten, auf der sich nicht die Alhidade bewegt, sind in jedem der drei genannten Punkte zwei halbkreisförmige Ansatzstücke in mäßigem Abstand voneinander eingelassen (Abb. 3). Die Mitte der Durchbohrung dieser Stücke fällt in die obengenannte Fläche des Quadranten, so daß seine Drehlinie in ihr liegt. In ihr befindet sich auch die Zeigerkante

des Quadranten zur Bestimmung seiner Lage in bezug auf den Horizontkreis. Die Durchbohrung befindet sich demnach zur Hälfte in dem über den Quadranten herausragenden Teil des Ansatzstückes zur anderen Hälfte in der vertikalen Kante des Quadranten selbst. Die Ansatzstücke der beiden Quadranten sind gegeneinander so versetzt, daß sie beim Zusammenfügen ineinander greifen. Damit die Quadranten sich gegenseitig nicht hemmen, ist in jedem vertikalen Schenkel eine Rinne von der Gestalt eines Viertelskreises vorgesehen, in die sich das halbkreisförmige Ansatzstück des anderen Quadranten hineindrehen kann. Damit aber die Quadranten so weit auseinandergeklappt werden können, daß sie miteinander einen gestreckten Winkel bilden, ist nötig, davon spricht *al ʿUrḍî* nicht, daß die der Alhidadenseite zugekehrte vertikale Kante so abgerundet ist, daß sie einen Viertelszylinder vom Radius des Ansatzstückes darstellt. Wir dürfen uns nicht verhehlen, daß die Ansatzstücke in das Massiv des Quadranten nur mit einem kleinen Stück hineinragen und somit ihre Tragfähigkeit nicht allzu groß ist. Dies berechtigt die Annahme, daß die Quadranten auf dem Horizontring leicht aufsitzen.

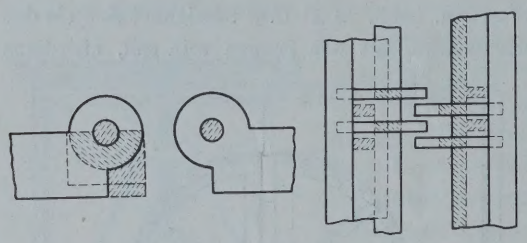


Abb. 3.

Dieses Instrument können wir als den Vorläufer des Theodolithen ansehen. Im Deutschen Mittelalter wurde erst im 16. Jahrhundert durch Tycho-Brahe ein Azimutalquadrant gebaut, wenn man nicht das Torquetum des Regiomontan als solchen bezeichnen will.

Es ist mir nicht recht begreiflich, welche Gründe J. A. Repsold veranlaßt haben, die Quadranten nicht radial zum Horizontring, sondern tangential aufzustellen. Die französische Übersetzung Am. Jourdains gibt dazu keine Veranlassung.

VII. Instrument mit den beiden Schenkeln. Dieses ebenfalls von *al ʿUrḍî* konstruierte Instrument besitzt große Ausmaße. Es stellt ein parallaktisches Lineal dar, das in einfacher Form Ptolemäos gebaut hat, gegen dessen Mängel sich *al ʿUrḍî* am Schlusse wendet. Ptolemäos nennt es Organon parallaktikon, später wird es mit Triquetrum Ptolemaei oder regula Ptolemaeica bezeichnet. Hammer-Purgstall (a. a. O. S. 335) berichtet, daß im Orient dieses Instrument für ein Observatorium unumgänglich notwendig betrachtet wurde. Auch im deutschen Mittelalter finden wir es wieder. Seiner bediente sich Regiomontan, J. Schoner beschreibt ein solches Instrument (In fabricam et usum magnae regulae Ptolemaei annotationes, 1618). Nikolaus Kopernikus machte mit einem parallaktischen Lineal seine hauptsächlichsten Beobachtungen (s. P. Gassendi, Tychonis Bahei Vita, etc. S. 229. 1654). Unter den von Tycho Brahe gebauten Instrumenten befanden sich zwei parallaktische Lineale (S. Repsold a. a. O. S. 25—26). Keppler soll sich als letzter nach L. Prowe (Nic. Copernicus, II. Bd. S. 50. 1884) dieses Instrumentes bedient haben. Zu Instrument VII gehören zwei viereckige Pfeiler, 6 h. E. (= 3,8 m) hoch, die beide in der Ost-Westrichtung in mäßigem Abstand auf einem Fundament errichtet sind. Ihr Querschnitt muß so bemessen sein, daß sie sich nach keiner Richtung durchbiegen können. Auf ihnen sind zwei Klötze wohl aus Metall aufgesetzt. Zwischen ihnen ist ein Querstück, wohl aus Teakholz, drehbar gelagert. In diese ist ein $5^1/_4$ h. E. (= ca. 3,5 m) langes Lineal aus Teakholz eingelassen. Es ist wie das Querstück $^1/_4$ h. E. (= 0,16 m) hoch. Auf der Mittellinie der nach oben gekehrten Seite ist eine Marke im Abstand von 5 h. E. (= 3,2 m), gemessen von der Mitte des Querstückes, angebracht. Ein zweites Lineal vom gleichen Querschnitt wie das erste und einer Länge von $7^7/_8$ h. E. (= 4,8 m), ist für die Messung bestimmt. Im Gegensatz zu H. Seemann glaube ich, daß es zwischen den beiden Pfeilern gelagert ist auf einem Lagerblock, der auf dem Fundament der Pfeiler sitzt. Die Mittellinie seiner Achse befindet sich senkrecht unterhalb der Mittellinie der Drehachse für das erste Lineal. Auf seiner Achse ist das zweite Lineal seitlich soweit verschoben, daß seine nach Westen schauende Seitenfläche die zugekehrte östliche des ersten Lineals bei der Benutzung des Instrumentes berührt. Die Mittellinie der Achse des zweiten Lineals liegt in seiner oberen Fläche. Durch eine Verstärkung des Lineals an diesem Ende wird dies erreicht. Die Oberfläche des zweiten Lineals trägt eine Teilung von 85 Teilen, von denen einer gleich $^1/_{60}$ des Abstandes der genannten Marke vom Drehpunkt ist. Jeder Teil ist in

60 weitere unterteilt, ein solcher mißt nicht ganz 1 mm. Das Instrument dient zur Ermittlung der Kulminationshöhe, wobei ihr Komplement gemessen wird. Dazu wird das erste Lineal an einem Seil hochgezogen, bis man durch die Absehen, die auf der Oberfläche des ersten Lineals im Abstand von 1 E. (= 0,5 m) sitzen, den Stern anvisieren kann. In dieser Lage wird es festgehalten. Das zweite Lineal wird an einem Seil in die Höhe gezogen, bis seine Oberfläche die des ersten in der Linie, die quer zum Lineal durch die Marke gezogen ist, berührt. An der Teilung des zweiten Lineals kann man die Länge der Kreissehne ablesen, die zwischen dem Drehpunkt des zweiten Lineals und der Marke liegt. Beide Punkte sind ja vom Drehpunkt des ersten gleich weit entfernt. Der zu dieser Sehne gehörige Winkel, der gleich dem Komplement der Höhe ist, steht neben den Teilstrichen geschrieben. Wenn die Übersetzung des arabischen Textes richtig ist, wundere ich mich, daß *al ʿUrḍî* die Marke auf der Oberfläche des ersten Lineals angebracht hat, da sich diese nicht um die Drehlinie des ersten Lineals bewegt. Es wäre genauer gewesen, die Marke als Punkt der Mittellinie auf der Fläche anzubringen, die das Meßlineal berührt. Dieser Punkt dreht sich um den Drehpunkt des Lineals. Das zweite ist bei dieser Änderung so hoch zu heben, bis diese Marke in die Teilungsfläche fällt. Der Fehler, den *al ʿUrḍî* begeht, ist $= \sqrt{s^2 + s\,d\,\cos\frac{\alpha}{2} + \frac{d^2}{4}} - s$, wobei s die Länge der Sehne, die am Meßlineal bei der von mir angenommenen Lage der Marke abgelesen wird, d die Dicke des Visierlineals und α den Zenitabstand bedeutet. Der Fehler hängt also von der Höhe ab und liegt zwischen 64 und 90 Unterteile. Er hätte vermieden werden können, wenn das erste Lineal in das Querstück so eingesetzt gewesen wäre, daß die Oberfläche des Lineals in die Mittellinie der Achse fiel. Es hätte also im Querstück exzentrisch sitzen müssen, was den Angaben in der Übersetzung widerspricht. Ein Nachteil des Instrumentes besteht meiner Ansicht nach darin, daß mit ihm nördliche Kulminationshöhen nicht bestimmt werden können.

VIII. Instrument zur Bestimmung des Sinus und Azimuts. (Abb. 4.) Der zu diesem Instrument, das ebenfalls *al ʿUrḍî* erdacht hat, gehörige Horizontring liegt wie der des vorhergehenden Instrumentes auf einer Ringmauer von gleicher Höhe. In der Mitte des Ringes steht vertikal eine $1^1/_2$ E. (= 0,75 m) lange eiserne Stange, die in einer eisernen Hülse auf dem Fundament der Ringmauer drehbar ist. Die Stange trägt ein horizontales Kreuz von zwei hölzernen Querbalken mit $^1/_3$ E. (= 0,17 m) Querschnitt; der eine ist 2 E. (= 1,0 m) lang, der zweite etwas länger als der innere Durchmesser des Horizontringes, so daß seine Enden, die offenbar eine Ablesemarke trugen, entlang der Teilung des Horizontringes bei der Drehung der Achse sich bewegen. An der Fugstelle der beiden zueinander senkrechten Balken sind auf dem kurzen (nicht wie in der Zeichnung von H. Seemann auf dem langen), zu beiden Seiten des langen Balkens zwei vertikale Lineale errichtet. Sie haben einen quadratischen Querschnitt von $^1/_6$ E. (= ca. 0,08 m) und sind halb so lang als der längere Balken. Ihr gegenseitiger Abstand beträgt $^1/_3$ E. (= ca. 0,17 m). An ihren freien Enden sind sie durch ein eisernes Band versteift und werden gestützt durch je drei Seitenstreben, die auf den Balken aufsitzen. Die Lineale sind auf ihren Innenseiten mit einer schmalen Nut versehen zur Führung eines eisernen Stiftes, der die Achse bildet für zwei scharnierartig verbundene Lineale (die Scharniere sind denen des Instrumentes VI ähnlich). Dadurch können die Lineale wie die Schenkel eines aufgestellten Zirkels veränderliche Winkel miteinander bilden. Ihr Querschnitt ist $^1/_6$ E. (= ca 0,08 m) und ihre Länge gleich der Hälfte des längeren Querbalkens. Die Endpunkte der Lineale, durch

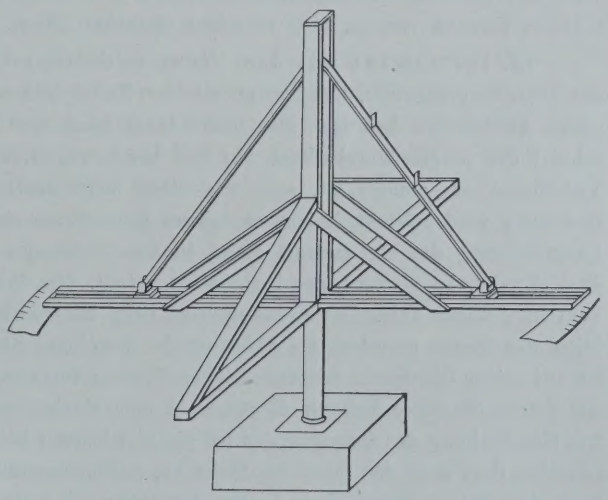


Abb. 4.

die der Stift geht, bewegen sich zwangsläufig in der Nut, also in der Vertikalen durch den Mittelpunkt des Horizontringes, die anderen auf dem längeren Querbalken. Dies wird dadurch erreicht, daß sie durch Scharniere mit Schlitten verbunden sind, die sich in einer schwalbenschwanzförmigen Führungsnut, die in dem Querbalken entlang seiner Mittellinie eingelassen ist, verschieben. Zu beiden Seiten der Nut trägt der Querbalken eine Teilung. Ein großer Teil derselben ist $^1/_{60}$ seiner halben Länge, während sich die Unterteilung nach den Größenverhältnissen des Querbalkens richtet. Über diese Teilung gleiten Zeiger, die seitlich an den Schlitten angebracht sind. Der Anfang der Teilung liegt im Mittelpunkt des Querbalkens. Die Schenkel des Zirkels tragen auf der nach oben gekehrten Fläche zwei Absehen im Abstand von 1 E. (= 0,5 m). Zur Durchführung der Messung wird das Instrument um die Vertikalachse gedreht, bis der lange Querbalken in die Vertikalebene durch den zu beobachtenden Stern fällt. Dann werden die Visierlineale wohl durch Druck auf einen der beiden Schlitten gesenkt oder gehoben, bis der Stern durch die Absehen anvisiert werden kann. Am Zeiger des Schlittens liest man den Sinus des Zenitabstandes, am Horizontring das Azimut ab.

J. A. Repsold gibt bei der Beschreibung dieses Instrumentes an, daß es zur Höhenmessung bis wenig über 45 Grad benutzt werden konnte. Ich kann mir nur denken, daß er zu dieser irrigen Auffassung durch die Art der Aufstellung der Absehen auf den Visierlinealen, die er annimmt, gekommen ist. Sie befinden sich an den Enden des Visierlineals. Bei einer steilen Stellung desselben kommt die untere Absehe allerdings dem längeren Querbalken so nahe, daß es nicht mehr möglich ist, das Auge an die Absehe heranzubringen. *Al ʿUrḍî* gibt zwar nicht an, ob er die Absehen etwa im gleichen Abstand von der Mitte des Visierlineals aufstellt oder davon abgerückt, er erwähnt nur die gegenseitige Entfernung. Es ist wohl das erstere anzunehmen, in diesem Falle ist der Meßbereich nur in geringem Maße beschränkt durch die Versteifung der beiden Vertikalen an ihren oberen Enden. J. A. Repsold nimmt an, daß die beiden Schenkel des Zirkels bewegt werden, indem man sie an ihrem Gelenk hebt oder senkt. Bei dem großen Ausmaße des Instrumentes wird das nicht leicht möglich gewesen sein. Nach J. A. Repsold erinnert dieses Instrument an Gebers Versuch von ca. 1100 in seiner einfachen Form.

IX. Instrument mit dem Sinus und Sinus versus. Dieses Instrument ist eine Abart des eben besprochenen, insofern als die den Zirkel bildenden Lineale eine andere Lage haben, was einige Änderungen bedingt. Das eine Lineal kann sich in dem schwalbenschwanzförmigen Einschnitt des langen Querbalkens hin und her bewegen, wobei der zweite Schenkel, der wieder als Visierlineal ausgebildet ist, sich wie dieses beim Instrument VIII bewegt. Diese zwangsläufige Bewegung wird erreicht, indem an seinem freien Ende ein horizontaler, runder Stift, der quer zur Längsrichtung des Visierlineals steht, in den Führungsnuten der vertikalen Lineale läuft. Diese sind abweichend vom vorigen Instrument geteilt. Die Teilung ist dieselbe wie die des Querbalkens vom Instrument VIII. Der Anfangspunkt liegt im Querbalken. Wohl eine seitliche Marke in der Mitte des Stiftes gestattet die Ablesung der jeweiligen Stellung. Das horizontale Lineal des Zirkels ist auf seiner Oberfläche mit der gleichen Teilung versehen, gezählt vom Mittelpunkt des Scharniers. Als Zeiger für diese Teilung diente wohl eine Marke in der Führungsnut der vertikalen Lineale. Die Handhabung des Instrumentes ist die gleiche wie beim vorigen Instrument. An den vertikalen Linealen liest man den Sinus der Höhe ab, am horizontalen Schenkel den Sinus des Zenitabstandes bzw. den Sinus versus, d. h. 1—cos der Höhe, eine Größe, die für verschiedene astronomische Berechnungen von Wichtigkeit ist. Zur leichteren Ablesung wird die Teilung auf dem horizontalen Schenkel auch vom freien Ende aus gezählt sein. J. A. Repsold schreibt diesem Instrumente den gleich engen Meßbereich zu wie Instrument VIII. Die beiden letztgenannten Instrumente erinnern an ein von Tycho Brahe um 1587 konstruiertes, an das Parallacticum aliud, sive regula tam altitudines quam azimutha expedientes (s. J. A. Repsold, zur Geschichte der astronomischen Meßwerkzeuge usw., Fig. 29. 1908).

X. Vollkommenes Instrument. *Al ʿUrḍî* hat dieses Instrument schon vor der Erbauung der Sternwarte zu *Marâgha* konstruiert. Im Prinzip ist es wie Instrument VII ein parallaktisches Lineal, das aber um eine vertikale Achse drehbar ist, so daß mit ihm nicht nur die Höhe, sondern auch das Azimut eines Sternes bestimmt werden kann. Es ist in den Ausmaßen etwas kleiner als jenes. Der zur Bestimmung des Azimuts dienende Horizontring ist auf dem Boden gelagert. Seine

Durchmesser gibt *al ʿUrḍî* nicht an, er sagt nur, daß es ein großer Ring sein muß. In seinem Innern sind zwei Holzbalken kreuzförmig ineinandergefügt als Unterlage für den beweglichen Teil des Instrumentes. Dieser ruht auf einem runden Pfeiler, der sich im Mittelpunkt des Kreuzes drehen läßt. Auf dem oberen vierkantförmigen Teil sitzt ein Holzklotz, $^1/_2$ E. (= 0,25 m) breit und hoch und $^2/_3$ E. (= 0,35 m) dick, in dem zwei Lineale aus Teakholz vertikal eingelassen sind. Sie haben einen Querschnitt von $^1/_6$ E. (= 0,09 m) und eine Länge von $4^1/_2$ E. (= 2,25 m). In dem Zwischenraum von $^1/_6$ E. der beiden Lineale bewegt sich das Visierlineal mit den Absehen von gleichem Ausmaß wie die vertikalen Lineale. Es dreht sich um eine horizontale Achse an seinem oberen Ende, die in der Mittellinie der beiden Vertikallineale gelagert ist. An der Außenseite des einen der vertikalen Lineale ist in einem bestimmten Abstand, gerechnet von der Drehungsachse, der auch auf das Visierlineal übertragen wird, eine zweite horizontale Achse für das Meßlineal angebracht. Sie ragt aus dem Vertikalpfeiler $^1/_4$ E. (= 0,12 m) heraus und ist 1 kl. F., nicht einmal 2 cm dick, was mir für den Zweck sehr schwach erscheint, wenn man nicht annimmt, daß das freie Ende noch besonders gestützt war. Um diese untere Achse dreht sich das Meßlineal mittels dreier Ösen an seinem Ende. Die Genauigkeit der Messung verlangt eine solche Lagerung der Ösen, daß die Drehlinie des Lineals in ihrer Oberfläche liegt, wenn *al ʿUrḍî* dies auch nicht besonders betont. Damit bei der Beobachtung die einander zugekehrten Seitenflächen des Visier- und des Meßlineals sich berühren, ist letzteres unweit der Achse rechtwinklig nach innen um die Breite des Tragpfeilers abgesetzt, d. h. der nach innen springende Teil beginnt in einer Entfernung von $^1/_2$ E. (= 0,25 m) von der Drehungsachse. Dadurch ist es möglich, daß das Meßlineal auf und ab bewegt werden kann, ohne von dem Tragpfeiler gehindert zu werden. Dieser Abstand hätte noch kleiner genommen werden können, etwa $^1/_8$ E. (= 0,07 m), dann wäre es auch noch möglich gewesen, Zenitabstände zu messen, die kleiner als $3^0\,35'$ sind, was bei der Konstruktion von *al ʿUrḍî* wegen der fehlenden Teilstriche auf dem Meßlineal nicht mehr möglich ist. Die Art der Teilung ist die gleiche wie beim Instrument VII. Zur Führung des runden Pfeilers, der den ganzen beweglichen Teil des Instrumentes trägt, dient eine in der Mitte durchbohrte Kreisscheibe, die von kräftigen Streben gestützt wird. Das Meßverfahren bei diesem Instrument ist das gleiche wie bei Instrument VII, wenn es vorher in die Vertikalebene des betreffenden Sternes gedreht worden ist. Zur Ablesung des Azimuts ist das Instrument noch mit einem Zeiger versehen, der über den Horizontring gleitet. Die beweglichen Lineale wurden wohl auch hier durch Seile hochgezogen, die über Rollen liefen, die vielleicht an den vertikalen Pfeilern angebracht waren.

Nach J. A. Repsold soll das Meßlineal zwischen den beiden Pfeilern gelagert gewesen sein. Das verlangt, daß das Visierlineal mit der besprochenen Marke immer auf der Oberfläche des Meßlineals liegt. Dies kann leicht erreicht werden, wenn man das freie Ende des Visierlineals abschrägt. Diese Annahme entspricht der Übersetzung L. A. Jourdains in keiner Weise. Hätte sich J. A. Repsold an den Text gehalten, nach dem das Visierlineal länger ist als der Abstand der beiden Drehachsen, dann hätte er meiner Ansicht auch ohne weiteres verstanden, warum verlangt wird, daß die zugekehrten Seiten der beiden beweglichen Lineale einander berühren müssen. Hier liegt kein Irrtum vor, wie J. A. Repsold vermutet. Er nimmt ferner auch an, daß die Absehen nicht auf der Oberfläche des Visierlineals stehen, sondern seitlich angebracht sind, so daß die Visierlinie an den Tragpfeilern vorbeigeht. Dies hat allerdings den Vorteil, daß die Visierlinie durch keinen Teil des Instrumentes gehindert ist, was bei der Konstruktion von *al ʿUrḍî* durch eine etwaige Versteifung der oberen Enden der Tragpfeiler der Fall sein kann. Ob hier eine freie Übersetzung von L. A. Jourdain vorliegt, entzieht sich meiner Kenntnis. Ich möchte noch bemerken, daß ein ganz ähnliches Instrument Kopernikus sich aus Tannenholz gebaut hat. Für die Teilung des Meßlineals bediente er sich aber nicht des Sexagesimalsystems wie *al ʿUrḍî*. Er trug darauf 1414 Teile ab, wobei einer der tausendste Teil des Abstandes der beiden Drehachsen war. Auch der Vertikalpfeiler war zwischen den beiden Achsen geteilt, also in 1000 Teile (s. L. Menzzer, Nic. Coppernicus, Über die Kreisbewegung der Weltkörper, S. 227. 1879). Auch der Schüler von Kopernikus, Tycho Brahe, konstruierte sich ein ähnliches Instrument, bei dem nur das Meßlineal geteilt war (s. J. A. Repsold, a. a. O., S. 26.) Vermutlich diente beiden oder wenigstens Kopernikus das parallaktische Lineal des Ptolemäos (s. w. u.) als Vorbild. Doch bedürfte es einer

eingehenden Prüfung, ob Kopernikus nicht auch etwa das Instrument von *al ʿUrḍî* kannte, da bekanntlich im christlichen Mittelalter viele arabische Schriften gelesen und auch ins Lateinische übertragen wurden.

Al ʿUrḍî gibt bei einigen Instrumenten an, daß zwischen den beiden Absehen eine Röhre zur Erleichterung des Visierens gelegt ist, die an dem dem Beobachter zugewendeten Ende mit einer tellerförmigen Blende ausgerüstet ist. Es ist wohl anzunehmen, daß bei allen Instrumenten diese Verbesserung sich gefunden hat, da dieses Verfahren schon seit längerem bekannt war (s. F. Nolte, a. a. O., S. 23).

Um dem Leser seine Konstruktionsverbesserungen vor Augen zu führen, bespricht *al ʿUrḍî* am Schlusse seiner Schrift das parallaktische Instrument des Ptolemäos, das dieser ebenfalls in großen Dimensionen gebaut hat. Es besteht nur aus drei Linealen, jedes 4 E. (= 2,0 m) lang, dem Visier-, dem Meßlineal und dem senkrechten Pfeiler. Die Achsen der beiden beweglichen Lineale sind seitlich an dem Pfeiler angebracht, der allein geteilt ist in 60 Teile und Unterteile. Werden diese Achsen an zwei diametral gegenüberliegenden Seiten angebracht, so können sich, wie *al ʿUrḍî* hervorhebt, die zugekehrten Seiten der beweglichen Lineale nicht berühren, weil sie um die Dicke des Pfeilers voneinander abstehen. Werden die Achsen auf der gleichen Seite des Pfeilers befestigt so glaubt *al ʿUrḍi*, daß die notwendige Berührung der Flächen ebenfalls nicht erreicht werden kann. Dies ist richtig, wenn die beweglichen Lineale auf ihren Achsen an das vertikale so nahe herangerückt werden, daß sie es berühren. In diesem Falle könnte das Instrument überhaupt nicht benutzt werden, es sei denn, daß das Visierlineal eine Länge gleich dem Abstand der Drehachsen hat (s. Instrument X). Die Forderung von *al ʿUrḍi* würde aber auch erfüllt, wenn eines der beiden Lineale vom senkrechten Pfeiler um die Dicke des anderen Lineals abgerückt wäre. Das verlangt allerdings eine längere Achse, die sich leicht durchbiegen kann, wenn sie nicht noch besonders gestützt wird. Wenn auch anscheinend nicht bekannt war, wie Ptolemäos seine beweglichen Lineale lagerte, so zeigt es doch von einer gewissen Voreingenommenheit von *al ʿUrḍî* gegen Ptolemäos, wenn er ihm eine fehlerhafte Konstruktion zutraut.

Aus der Schrift von *al ʿUrḍî* geht nicht deutlich hervor, ob die beschriebenen Instrumente alle zur Ausrüstung der Sternwarte zu *Marâgha* gehört haben. Er gibt nur an, daß die Instrumente: Mauerquadrant, Armillarsphäre, Instrument mit dem Sinus und Azimut, Instrument mit dem Sinus und Sinus versus dort gebaut wurden. Sie sind wohl auch dort aufgestellt worden.

Für den Techniker ist die Schrift von großem Interesse, da sie ihm Einblick gewährt in die technischen Hilfsmittel der damaligen Zeit. Man kannte bereits die Drehbank, man bediente sich der verschiedensten Lehren zur Prüfung der gleichmäßigen Krümmung von Ringen, konstanter Dicke usw. Zum Nivellieren benutzte man die Setzwaage, ein gleichschenkliches Dreieck, durch dessen Spitze ein mit Gewicht beschwerter Faden ging, der sich bei horizontaler Lage der Basis auf ihre Mitte einstellte. Umständlich war die Art, zu prüfen, ob die Flächen eines Ringes vollkommen eben sind. Auf eine horizontale Ebene wird der Ring gelegt und dort mit der Setzwaage horizontiert. Dann wird im Innern des Ringes anschließend an seine Innenseite eine kreisförmige Rinne aus Ton gebaut. Der an den Ring anstoßende Rand der Rinne schließt der Höhe nach mit diesem ab, während ihr anderer Rand überhöht ist. Die Rinne wird mit Wasser gefüllt, auf das leichte Asche gestreut wird. Der Ansicht Repsolds, daß es Pottasche war, die das Kupfer des Ringes fettfrei machen sollte, möchte ich nicht beitreten, weil dieses vorher eingehender hätte durchgeführt werden können. H. Seemann meint, daß die Asche das Wasser zäher machen sollte. Ich bin folgender Ansicht: Das Wasser fließt über den Ring hinweg, wobei sich die Untiefen der Ringflächen damit füllen, sie kennzeichnend. Die etwas erhabenen Stellen werden aber dadurch aufgezeigt, daß die leichte Asche auf ihnen liegen bleibt, wenn das Wasser sich verlaufen hat. J. A. Repsold nimmt ferner an, daß der Ring in die mit Wasser gefüllte Rinne gelegt wird, aus dem die erhabenen Stellen herausragen. Ob die Übersetzung Jourdains zu dieser Auffassung Veranlassung gibt oder die von H. Seemann nicht zutreffend ist, entzieht sich meiner Kenntnis.

J. A. Repsold spricht auch von einer Art Wasserwaage, einer Rinne, die an den Enden verschlossen und mit Wasser bis an den Rand gefüllt war. In der Übersetzung von H. Seemann

findet sich keine Andeutung eines solchen Instrumentes. Nur eine Überprüfung der arabischen Handschrift könnte Aufklärung bringen.

H. Seemann bringt am Schluße seiner Arbeit ganz wertvolle Betrachtungen über das Leben und die Werke von *al ʿUrḍî* und endlich eine kurze Besprechung einer zweiten Handschrift über die gleichen Instrumente von *al ʿÂmilî* aus dem Jahre 1562/63. Bedauerlicherweise konnte H. Seemann sich mit dieser Handschrift nicht näher befassen, da sie in persischer Sprache abgefaßt ist. Vielleicht könnten gerade durch diese Schrift die von mir aufgezeigten Unklarheiten aufgeklärt werden.

Fr. Negresco, *Recherches experimentales d'analyse spectrale quantitative sur les alliages métalliques.* Gr. 8°. 120 S. mit 15 Abb. *Les presses universitaires de France.* Paris 1927.

Diese im anorganisch-chemischen Laboratorium der Sorbonne unter der Leitung von Prof. G. Urbain als Dissertation ausgeführten Untersuchungen gehen in der vom Verf. gegebenen Darstellung weit über den Rahmen einer Doktorarbeit hinaus; sie bilden zur Zeit die umfassendste und wertvollste Monographie über die von de Gramont sowie Hartley, Leonard und Pollok begründete „quantitative" Spektralanalyse. Die Natur der „letzten Linien" der Elemente wird nach ihren physikalischen und chemischen Eigenschaften in theoretischer und praktisch-metallurgischer Hinsicht studiert. Verf. beschäftigt sich in gleicher Weise mit den Bogen- wie mit den Funkenlinien, seine elektrische Anlage wird genau beschrieben und diskutiert. Es fällt auf, daß die Selbstinduktion, auf die de Gramont aus verschiedenen Gründen so großen Wert legt, vom Verf. in der Regel nicht benutzt wurde. So enthalten seine Tafeln mehr letzte Linien als in den Arbeiten und Tabellen enthalten sind, deren Verf. sich an de Gramonts Vorschriften halten. Da aber Negresco in einer besonderen Spalte angibt, ob eine Linie der Selbstinduktion standhält oder nicht, ist der Vergleich mit den Ergebnissen der anderen Autoren leicht. Das Bestreben des Verf. geht dahin, die letzten Linien möglichst vielseitig mit den Lehren der modernen Physik zu verknüpfen; er gibt z. B. für zahlreiche Linien die Serienbezeichnung an, was in Deutschland zuerst P. Gerlach getan hat; sehr lehrreich ist ferner ein Schaubild, in dem das mittels eines registrierenden Mikrophotometers gewonnene Stärkeverhältnis zweier benachbarter Linien (einer Fe- und einer Si-Linie) in fünf Legierungen abgestufter Konzentration (Fe mit abnehmendem Gehalte an Si) gezeigt wird.

Die Ergebnisse des Studiums der Funken- und Bogenspektra folgender 6 Legierungsgruppen werden in 12 großen Tafeln dargestellt: Sn mit 35 — 0,005 % Bi, Pb mit 0,56 — 0,001 % Bi, Cu mit 0,1 — 0,01 % Si, Fe mit 5 — 0,05 % Si, Cu mit 10 — 0,01 % Co und Zn mit 30 — 0,0002 % Cd.

Daran schließen sich 15 Tabellen für je ein Element, die die Linien des Elements nach ihrer spektralen Empfindlichkeit in verschiedenen Legierungen geordnet enthalten. Aus diesem großen, praktisch wertvollen Beobachtungsmateriale konnte Verf. folgende Schlüsse ziehen:

1. Die Reihenfolge der Linien ist dieselbe, gleichviel ob man sie nach ihrer spektralen Empfindlichkeit (beurteilt nach der geringsten, zur Emission erforderlichen Konzentration in den untersuchten Legierungen) oder nach ihrer Intensität in dem Spektrum der konzentriertesten Legierung ordnet, sowohl im Bogen- wie im Funkenspektrum. Damit wird ein Urteil de Gramonts, die letzten Linien eines Elements seien nicht notwendigerweise seine stärksten Linien, berichtigt und die gegenteilige Ansicht Gerlachs bestätigt.

2. Bei den Funkenspektren ist die Einreihung der Linien unabhängig von dem Einflusse, den die Selbstinduktion auf die einzelnen Linien ausübt; ebensowenig ist sie von der Anwesenheit oder dem Fehlen der Linien in dem Flammenspektrum abhängig.

3. Wenn man vom Funken zum Bogen übergeht, muß man diejenigen Linien streichen, die durch die Selbstinduktion verschwinden (m. a. W., man muß sich auf die „beständigen Linien" der Klassiker beschränken); dann bleibt die Reihenfolge der Linien dieselbe im Bogen wie im Funken.

4. Die Empfindlichkeit aller Linien, die sowohl dem Bogen wie dem Funken gemeinsam sind, ist im Funken größer als im Bogen.

5. Die oben festgestellte Reihenfolge der Empfindlichkeit eines Elementes ist unabhängig von der Grundsubstanz, mit der es legiert ist.

6. Dagegen kann ein und dasselbe Metall in einer Grundsubstanz eine höhere Empfindlichkeit haben als in einer anderen.

7. Die in jeder Liste eines Elements empfindlichsten Linien sind immer im Flammenspektrum, besonders in der äußersten Hülle der Flamme, wo sie bemerkenswerte Intensitäten haben.

8. Die Umkehrung dieser Regel gilt nicht immer.

An diesen Hauptteil der Arbeit schließt sich das Studium der Empfindlichkeit der Linien eines Elementes in verschiedenen Legierungen; in dieser Weise wurden die Spektra von Zn, Mg, Hg, Al, Ag, Cu, Sb und C untersucht. Auch aus diesem reichen Beobachtungsmateriale ergeben sich die allgemeinen Folgerungen:

a) Die Verminderung des Anteils eines Elements in der Lichtquelle äußert sich als eine ebenso starke Abnahme der Wahrscheinlichkeit der Emission einer jeden seiner Linien.

b) Die Empfindlichkeit irgendeiner Spektrallinie in einer gegebenen Lichtquelle hängt allein von deren Intensität im Spektrum des reinen Metalles ab.

In den letzten Kapiteln werden die letzten Linien der Elemente in Beziehung gesetzt zu den Lehren von den Spektral-Serien, den Kombinations- und den Resonanzlinien. Nach abnehmender Empfindlichkeit ihrer Linien geordnet, kommt zuerst die zweite Nebenserie (die „scharfe"), dann die Hauptserie, dann die „diffuse" (erste Nebenserie) und zuletzt die Bergmann-Serie. Ref. betrachtet das Studium der Dissertation des rumänischen Bergingenieurs Prof. Tr. Negresco als einen persönlichen Gewinn. *Löwe.*

Konstruktions-Elemente der feinmechanischen Technik. Herausgegeben vom Verein Fachschule für feinmechanische Technik E. V., Berlin. Din A 4. IV, 274 S. VDI-Verlag G. m. b. H., Berlin 1928. In Leinen geb. 150 RM.

O. Richter und Dipl.-Ing. **R. von Voß,** Bauelemente der Feinmechanik. Mit einem Beitrag zu dem Abschnitt „Zahngetriebe" von M. Fölmer. Din B 5. XII, 576 S. mit 1852 Abb. u. 36 Tafeln. VDI-Verlag G. m. b. H., Berlin 1929. In Leinen geb. 29,— RM.

Die beiden hier angezeigten Werke, die in erster Linie der hohe Gemeinsinn der Siemens & Halske A. G. durch eine Reihe erfahrener Mitarbeiter, an der Spitze die Herren Richter und von Voß, der Feinmechanik beschert, sind von überragender Bedeutung nicht nur für die Ausbildung des Nachwuchses unserer wichtigen Qualitäts-Industrie, sondern für alle Angehörigen unseres Faches. Der Rat, die beiden Werke neben jedem Zeichentisch bereit zu halten, darf im wörtlichen Sinne gelten. Ausdrücklich mag auch hervorgehoben werden, daß nicht etwa nur die Massenfabrikation der Elektrotechnik Berücksichtigung findet, sondern daß der Inhalt der beiden Werke auch dem Konstrukteur wissenschaftlicher Einzelinstrumente und sicher auch vielen Physikern eine schier unerschöpfliche Quelle von technischen Anregungen erschließt.

Es ist unmöglich, Einzelheiten aus dem reichen Inhalt der Bücher herauszuheben. Ihre ganze textliche und figürliche Anlage ist aus einem Guß und wird zweifellos bei jedem fachmännischen Leser das Gefühl einer großen persönlichen Bereicherung und wärmsten Dankes an die Verfasser zurücklassen. *Göpel.*

Franz M. Feldhaus, Carl Bamberg. Ein Rückblick auf sein Wirken und auf die Feinmechanik. 8°. 81 S. mit 1 Titelbild, 52 Abb., 2 Tafeln und einer Ahnentafel. Herausgegeben von Askania-Werke A. G.-Bambergwerk, Berlin-Friedenau 1929.

Es war ein pietätvolles Unternehmen der Askania-Werke, die in ihrem Bambergwerk nicht nur äußerlich die technischen Traditionen ihres Begründers fortführen, eine eingehende Biographie Carl Bambergs aus berufener Feder herauszugeben. So wird auch der jüngeren Generation ein Bild von den außerordentlichen Leistungen dieses Mannes vermittelt, der den älteren Fachgenossen als Führer noch in persönlicher Erinnerung steht. Die Freunde der Feinmechanik werden die Feldhausschen Schilderungen mit warmer Anteilnahme an Bambergs Persönlichkeit lesen und sich gern der Führung des Verfassers durch die Geschichte der Feinmechanik anvertrauen. *G.*

Nachdruck verboten.

Verantwortlich für die Redaktion: Oberregierungsrat Professor Dr. F. Göpel in Charlottenburg.
Verlag von Julius Springer in Berlin W. — Druck von Oscar Brandstetter in Leipzig.

Zeitschrift für Instrumentenkunde.

Kuratorium:

Prof. Dr. **E. Kohlschütter** in Potsdam, Vorsitzender, Prof. Dr. **R. Straubel** in Jena,
Prof. Dr. **F. Weidert** in Berlin-Zehlendorf, geschäftsführendes Mitglied.

Schriftleitung: Oberregierungsrat Prof. Dr. **F. Göpel** in Charlottenburg-Berlin.

XLIX. Jahrgang. **August 1929.** Achtes Heft.

Interferometrische Methode zur Untersuchung von Stahlkugeln auf ihre Gestalt sowie zur Prüfung der Hertzschen Druckgleichungen.

Von
Otto Schönrock und **Erich Einsporn.**
(Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.)

(Fortsetzung und Schluß von S. 331.)

4. Einfluß des Plattendruckes, der Temperatur und des Luftdruckes.

a) Theoretische Betrachtungen über den Plattendruck.

Berücksichtigt man die Kleinheit der gemessenen Größen und die verhältnismäßig lange Zeit, welche die Untersuchung der sämtlichen Kugeln einer Sorte erheischt, so erscheint es geboten, sich Rechenschaft darüber zu geben, in welcher Weise die Meßergebnisse durch den Plattendruck, die Temperatur und den Luftdruck beeinflußt werden können. Schon die ersten Messungen, bei denen die obere Quarzplatte nur nach Augenmaß konzentrisch auf die Kugeln heraufgelegt wurde, ergaben in ihren Wiederholungen zu starke Abweichungen. Wesentlich bessere Übereinstimmung trat ein, als die mit nur geringem Spielraum gleichbleibende Lage der Deckplatte durch passende Anschläge gewährleistet war. Um die noch zulässige Größe dieser Lagentoleranz der oberen Platte ermitteln zu können, soll zunächst die Theorie über den Einfluß des Plattendruckes gegeben werden, deren Gleichungen dann auch experimentell zu prüfen sind.

Wir gehen aus von der allgemeinen Theorie, die Hertz[1]) über den Druck zwischen zwei sich berührenden Körpern aufgestellt hat. Er benutzt dabei in der Kirchhoffschen Bezeichnungsweise zwei von der Natur des Körpers abhängige Konstanten K und Θ, die seine Elastizität bestimmen. Sie sind mit den jetzt gemeinhin gebräuchlichen Koeffizienten, dem Elastizitätsmodul E und der Kompressibilität $\varkappa$, durch die Beziehungen verknüpft

$$E = 2K\frac{1+3\theta}{1+2\theta}, \qquad \varkappa = \frac{3}{2K(1+3\theta)}. \tag{14}$$

Bedeutet noch ν die Poissonsche Konstante, so ergibt sich durch eine einfache Rechnung aus der, falls Isotropie des Körpers verbürgt ist, allgemein gültigen Gleichung

$$\varkappa = \frac{3(1-2\nu)}{E} \tag{15}$$

[1]) Heinrich Hertz, *Journ. f. d. reine u. angewandte Math.* **92.** *S. 156. 1881; Verhandl. d. Vereins z. Beförd. d. Gewerbefleißes, Berlin, Nov. 1882;* Gesammelte Werke von Hertz. Leipzig, Johann Ambrosius Barth (Arthur Meiner) 1895. Bd. I. *S. 155 u. 174.* — Weitere Literaturübersicht bei H. Bochmann, *Zeitschr. f. Feinmech. u. Präz.* **35.** *S. 95. 1927.*

die Beziehung

$$\nu = \frac{\theta}{1 + 2\theta}. \tag{16}$$

Die Druckgleichungen gestalten sich nun besonders einfach durch Einführung einer Größe ϑ, definiert durch

$$\vartheta = \frac{2(1 + \theta)}{K(1 + 2\theta)}. \tag{17}$$

Ausgedrückt durch die jetzt meist benutzten Koeffizienten E und ν wird dann

$$\vartheta = \frac{4(1 - \nu^2)}{E}. \tag{18}$$

Da erfahrungsgemäß ν nahezu gleich $\frac{1}{4}$ ist, also $1 - \nu^2 = 0{,}94$, so erkennt man, daß der Einfluß von ν auf ϑ nur gering ist und die Druckverhältnisse hauptsächlich durch den Elastizitätsmodul E bedingt werden.

Es mögen zwei elastische isotrope Körper gegeneinander gepreßt werden, so daß die den Druck zwischen ihnen bewirkende resultierende Kraft gleich P ist. Die Teile der Körper in der Nähe der Berührungspunkte werden dabei so zusammengedrückt werden, daß über einen kleinen Bereich der beiden Oberflächen Berührung stattfindet. Zunächst seien letztere in mathematische Berührung gebracht und zwar so, daß die gemeinsame Normale parallel der Richtung des Druckes ist, welchen der eine Körper auf den anderen ausüben soll; die Annäherung nun, welche infolge des hierauf einsetzenden Druckes die von der Druckstelle sehr weit entfernten Teile beider Körper erleiden, werde mit γ bezeichnet. Man kann γ auch als die Summe der beiden Einsenkungen ansehen, die der eine und der andere Körper erlitten hat. Die von Hertz aufgestellten Formeln werden besonders einfach für den auch schon von ihm erörterten Fall, daß beide sich berührende Körper Kugeln sind. Alsdann stellt auch die Berührungsfläche eine Kugelfläche dar; ist ϱ ihr reziproker Radius und sind ϱ_1 und ϱ_2 die reziproken Radien der beiden Kugeln, so besteht die Beziehung (bei Hertz findet sich versehentlich wohl infolge von Druckfehlern auch im Zähler ein Pluszeichen)

$$\varrho = \frac{\vartheta_2 \varrho_1 - \vartheta_1 \varrho_2}{\vartheta_1 + \vartheta_2}, \tag{19}$$

wenn die betreffenden Größen für den einen bzw. anderen Körper mit dem Index 1 bzw. 2 versehen werden und man $\varrho_1 \geqq \varrho_2$ nimmt. Die Begrenzungsfigur der kugelsegmentförmigen Druckfläche wird also ein Kreis, dessen Radius g sei. Sodann ergibt sich schließlich

$$g = \sqrt[3]{\frac{3P(\vartheta_1 + \vartheta_2)}{16(\varrho_1 + \varrho_2)}}, \tag{20}$$

$$\gamma = \frac{3P(\vartheta_1 + \vartheta_2)}{16g}. \tag{21}$$

Berühren sich zwei gleiche Kugeln von demselben Stoff, so ist natürlich die Druckfläche eine Ebene; in Übereinstimmung damit ergibt die Gleichung 19 auch für diesen speziellen Fall $\varrho = 0$, d. h. die Druckfläche gehört einer Kugel vom Radius ∞ an, ist also eine Ebene.

Um die Rechnungen im richtigen Maßsystem fehlerfrei auszuführen, wollen wir uns der Dimensionen der benutzten Größen erinnern. Während ν eine reine Zahl ist

pflegt man E in $\frac{\text{kg-Gew.}}{\text{mm}^2}$ anzugeben, folglich ϑ in $\frac{\text{mm}^2}{\text{kg-Gew.}}$. Deshalb ist es am einfachsten, auch die Größen ϱ in mm^{-1} zu messen. Dient dann noch als Einheit der Kraft P das kg-Gew., so ist leicht zu überschauen, daß man dann auch die Längen g und γ in Millimeter ausgedrückt erhält. Hiernach soll deswegen bei allen folgenden Ausrechnungen verfahren werden.

Soll γ direkt als Funktion von P dargestellt werden, so führen die Gleichungen 20 und 21 zu der Beziehung

$$\gamma = (\varrho_1 + \varrho_2)^{\frac{1}{3}} \left(\frac{3P(\vartheta_1 + \vartheta_2)}{16}\right)^{\frac{2}{3}}. \qquad 22)$$

Bei unseren Untersuchungen ruhen die Stahlkugeln zwischen senkrecht zur optischen Achse geschliffenen Quarzplatten. Wenn nun auch die Voraussetzung der Isotropie für den Quarz nicht erfüllt ist, so läßt sich doch aus den eingehenden Versuchen von Voigt[1]) über die elastischen Verhältnisse des Bergkristalls schließen, daß man mit den obigen Gleichungen in guter Annäherung zu brauchbaren Resultaten gelangen wird, falls die parallel zur optischen Achse gültigen Elastizitätswerte zugrunde gelegt werden. Wir nehmen deshalb $E_2 = 10300$ und $\nu_2 = 0{,}013$ für den Quarz, für Stahl dagegen die Mittelwerte $E_1 = 21000$ und $\nu_1 = 0{,}28$. Damit berechnet sich nach Gleichung 18 entsprechend $\vartheta_2 = 0{,}000388$ und $\vartheta_1 = 0{,}000176$.

Als Beispiel mögen die 12,7 mm-Kugeln genommen werden. Dann wird $\varrho_1 = \frac{1}{6{,}35}$ und $\varrho_2 = 0$. Zunächst ergibt sich damit nach Gleichung 22

$$\gamma = 0{,}00121\, P^{\frac{2}{3}}. \qquad 23)$$

Die den Druck erzeugende Deckplatte wiegt 111,21 g. Liegt sie konzentrisch über den drei Kugeln, so trägt jede von diesen, wenn man von dem verhältnismäßig geringen Keilwinkel der Quarzplatte absieht (nur 1,2 g ihrer Masse sind unsymmetrisch verteilt), ein drittel der Last. Es ist demnach $P = 0{,}03707$ zu setzen. Nach Gleichung 19 erhält man $\varrho = \frac{1}{9{,}22}$, d. i. unabhängig von P eine kugelförmige Druckfläche von 9,22 mm Radius, nach Gleichung 20 als Radius des Druckkreises $g = 0{,}0292$ mm, nach Gleichung 23 schließlich $\gamma = 0{,}000134$ mm als Annäherung von Kugel und Deckplatte.

Bei der Berechnung dieser Größen für die Grundplatte ist zu berücksichtigen, daß an jeder Berührungsstelle der Druck der einzelnen Kugel von 8,34 g Masse hinzukommt. Man hat also $P = 0{,}04541$ zu nehmen und bekommt $g = 0{,}0312$ mm, $\gamma = 0{,}000154$ mm. Insgesamt ist demnach die Luftplatte um 0,288 μ dünner als diejenige, bei der sich Platten und Kugeln ohne Druck nur in den sechs Punkten mathematisch berühren. Da dieser Wert für jede einzelne Kugelsorte als konstant anzusehen ist, bleibt er ohne merklichen Einfluß auf die Meßresultate.

b) Bestätigung dieser Theorie durch einige Experimente.

Die Abhängigkeit der Luftplatten-Dicke vom Plattendruck wurde zunächst auf folgende Weise experimentell geprüft und bestätigt. Durch Verschieben der Deckplatte in Richtung der x-Achse (Abb. 6) wurden die Kugeln verschieden stark gedrückt.

[1]) W. Voigt, *Wied. Ann.* **31.** *S. 474 u. 701. 1887.*

Das Gewicht der Deckplatte betrage G kg-Gew.; ihre Schwerkrafts-Resultante greift im Mittelpunkt O an, beziehentlich nach der Verschiebung um x in O_x. Die Druckkräfte auf die Kugeln *1*, *2*, *3* seien bzw. P_1, P_2, P_3, so ist

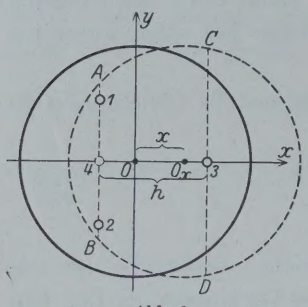


Abb. 6.

$$P_1 = P_2 \qquad \text{und} \qquad G = 2P_1 + P_3. \tag{24}$$

Die Resultante von P_1 und P_2 d. i.

$$P_4 = 2P_1 \tag{25}$$

geht durch den Punkt *4*, wo bekanntlich die Luftplatte ihre Standarddicke besitzt. Diese wird sich daher genau so verändern wie die Luftplatten-Dicke für Punkt *1*. Weiter bezeichne noch $h = 28{,}0$ mm die Höhe des von den drei Kugelmittelpunkten gebildeten gleichseitigen Dreiecks, welche die Punkte *3* und *4* verbindet, für die bekanntlich der Dickenunterschied der Luftplatte gefunden wird durch unsere Messungen an zwei Stellen, wo die begrenzenden Platten ihre Ebenheit beibehalten.

Greift nun die Kraft G in O_x an, so erhält man nach dem Satz vom Gleichgewicht der statischen Momente, unter Berücksichtigung des Umstandes, daß die Entfernung $O\,4$ gleich $\frac{h}{3}$ ist,

$$P_3\left(\frac{2h}{3} - x\right) = P_4\left(\frac{h}{3} + x\right). \tag{26}$$

Aus den Gleichungen 24 bis 26 ergibt sich leicht

$$P_3 h = G\left(\frac{h}{3} + x\right) \quad \text{und} \quad 2P_1 h = G\left(\frac{2h}{3} - x\right). \tag{27}$$

Letztere beiden Gleichungen folgen auch direkt aus den Gleichgewichtsbedingungen, wenn man sich die Platte um die starre Gerade AB bzw. CD drehbar denkt. Demgemäß ist

$$P_1 = G\,\frac{\frac{2h}{3} - x}{2h} \quad \text{und} \quad P_3 = G\,\frac{\frac{h}{3} + x}{h}. \tag{28}$$

Für die Grundplatte sind diese Kräfte wieder um das Kugelgewicht 0,00834 zu vermehren, und es war $G = 0{,}11121$. Somit sind die verschiedenen Kräfte P für beliebiges x berechenbar.

Beobachtet werden nun die Größen δ, d. i. Luftdicke für Punkt *3* minus Standarddicke im Punkt *4*, einmal für ein positives x, das zweite Mal für ein negatives x. Sie seien mit δ^+ und δ^- bezeichnet. Desgleichen sollen in leicht verständlicher Weise γ_1^+, γ_1^-, γ_3^+, γ_3^- die entsprechenden Gesamtannäherungen der beiden die Luftplatte begrenzenden Ebenen für Punkt *1* bzw. *3* bedeuten. Alle diese sechs Größen sind in Abb. 7 eingetragen. AB ist die untere als festliegend angenommene Ebene, CD die obere in idealer mathematischer Berührung, EF bzw. GH die wirkliche Lage der

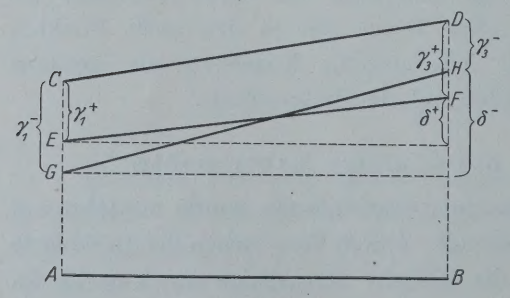


Abb. 7.

oberen Ebene für positives bzw. negatives x. Aus der Abbildung ist dann ohne weiteres ablesbar die Beziehung

$$\delta^- - \delta^+ = \gamma_1^- - \gamma_1^+ + \gamma_3^+ - \gamma_3^-. \qquad 29)$$

Es war $x^+ = 8{,}4$ mm und $x^- = -7{,}9$ mm. Zunächst werde $\delta^- - \delta^+$ berechnet, wobei in Gleichung 23 der Logarithmus der abgekürzten Konstante 0,001 21 gleich 0,081 84 — 3 genommen werden möge. Es wird (unter Benutzung von $P_3 = G - 2P_1$)

$$\begin{aligned}
P_1^+ &= 0{,}020389 & \gamma_1^+ &= 0{,}0_3 09011 + 0{,}0_3 11325 = 0{,}0_3 20336\\
P_3^+ &= 0{,}070432 & \gamma_3^+ &= 0{,}0_3 20591 + 0{,}0_3 22186 = 0{,}0_3 42777\\
P_1^- &= 0{,}052759 & \gamma_1^- &= 0{,}0_3 16984 + 0{,}0_3 18730 = 0{,}0_3 35714\\
P_3^- &= 0{,}005692 & \gamma_3^- &= 0{,}0_3 03849 + 0{,}0_3 07024 = 0{,}0_3 10873
\end{aligned}$$

$$\delta^- - \delta^+ = 0{,}0_3 47282 \quad \text{oder} \quad \delta^- - \delta^+ = 0{,}473\ \mu.$$

Die beobachteten Werte sind aus dem in Tabelle 5 wiedergegebenen Meßprotokoll zu ersehen. Die darin enthaltenen Trommelteile a und b sind bereits die Mittelwerte aus je vier Trommeleinstellungen. Die beiden Versuchsreihen wurden an zwei verschiedenen Tagen ausgeführt. Im Hauptmittel ergibt sich der beobachtete Wert zu $\delta^- - \delta^+ = 0{,}427\ \mu$, der von dem berechneten nur um 0,046 μ abweicht, eine Größe, die wohl innerhalb der möglichen Fehlergrenzen bleibt, wenn man die Schwierigkeiten derartiger Versuche berücksichtigt. Die Kugeln dürfen ja hierbei nicht befestigt werden; sie lagen lose mit einem Lichtblitz innerhalb dünner Messingrohre von 7 mm Höhe, wodurch sich leicht infolge der nicht vollkommenen Rundheit der Kugeln die stärkeren Schwankungen in den Versuchsergebnissen erklären dürften. Dazu könnten noch regelmäßige Fehler von einigen hundertstel μ treten, die von der verschiedenartigen Durchbiegung der Deckplatte herrühren. Ihre Durchbiegung infolge des Eigengewichtes bleibt nicht genau dieselbe für die beiden Lagen der Platte bei diesen Verschiebungsversuchen. Zwar konnte bei der Prüfung der bis zum Rande gleichmäßig ebenen Platte im Interferenzapparat auf Ebenheit mittels Fizeauscher Streifen keine Änderung in der Ebenheit wahrgenommen werden, wenn die Platte nur an drei um 120° voneinander entfernten Stellen auflag das eine Mal auf einem Kreise von 49 mm Durchmesser, das andere Mal auf einem solchen von bloß 9 mm Durchmesser, doch läßt sich eben daraus nur schließen, daß sich dabei die Pfeilhöhe der Durchbiegung der ganzen Platte höchstens um etwa 0,03 μ geändert haben kann. Genauere Messungen in dieser Hinsicht sollen später noch durchgeführt werden.

Eine Änderung des Wertes $E_1 = 21000$ für Stahl innerhalb der möglichen Grenzen hat nur einen geringen Einfluß auf das erhaltene Schlußresultat. Anders steht es dagegen mit dem für den Quarz angesetzten Wert $E_2 = 10300$. Der braucht für diese Rechnungen nicht zuzutreffen, weil ja der Quarz kristallinisch ist. Die Abweichungen zwischen Rechnung und Beobachtung in den vorhergehenden und noch folgenden Experimenten verringern sich merklich, wenn $E_2 = 12000$ angenommen wird. Das ist ein sehr wohl möglicher Wert, weil Voigt unter 45° zur optischen Achse noch bedeutend größere Werte beobachtet hat. Auch können seine Resultate mit beträchtlichen Fehlern behaftet sein, weil seine Quarzstäbchen nicht genau auf optische Reinheit untersucht wurden, worauf er übrigens selbst in seiner Arbeit aufmerksam macht. Wie stark die Elastizität des Quarzes von der Güte seiner kristallinischen Homogenität abhängt, macht sich oft störend bei den piezoelektrisch angeregten Schwingungen von

Tabelle 5.

x in mm	Beobachtete Werte	δ in 0,001 μ		$\delta^- - \delta^+$ in μ
$x^- = -7{,}9$	$A = 2$ (—) $B = 3$ $a = 121{,}4$ $b = 136{,}4$	-218 $+341$ -287	$\delta^- = -164$	
				0,419
$x^+ = +8{,}4$	2 — 5 141,8 159,7	-654 $+432$ -361	$\delta^+ = -583$	
				0,416
x^-	2 — 3 130,7 144,4	-218 $+371$ -320	$\delta^- = -167$	
				0,415
x^+	2 — 4 152,0 111,4	-436 $+254$ -400	$\delta^+ = -582$	
				0,407
x^-	2 — 3 139,6 150,8	-218 $+395$ -352	$\delta^- = -175$	
				0,451
x^+	2 — 4 157,3 104,4	-436 $+232$ -422	$\delta^+ = -626$	Mittel 0,422
x^+	2 — 4 138,8 101,2	-436 $+222$ -349	$\delta^+ = -563$	
				0,408
x^-	2 — 3 138,2 154,8	-218 $+411$ -348	$\delta^- = -155$	
				0,422
x^+	2 — 5 138,8 158,3	-654 $+426$ -349	$\delta^+ = -577$	
				0,436
x^-	2 — 3 121,5 143,1	-218 $+365$ -288	$\delta^- = -141$	
				0,477
x^+	2 — 5 146,5 155,6	-654 $+415$ -379	$\delta^+ = -618$	
				0,415
x^-	2 — 3 141,4 145,5	-218 $+375$ -360	$\delta^- = -203$	Mittel 0,432

Quarzstäben bemerkbar. Weiter kann man zweifeln, ob es in unserem Falle übe haupt angängig ist, in Gleichung 22 für ϑ_2 einen Wert einzusetzen, der von ϱ_2 und unabhängig sein soll, weil Quarz kein isotroper Körper ist. Die Beantwortung dies Fragen soll einer späteren, bereits in Angriff genommenen Arbeit vorbehalten bleibe An dieser Stelle wollen wir sehen, wie weit man bei kleinen Kräften P mit eine konstanten Elastizitätsmodul auskommt.

Wir setzen also von jetzt ab $E_2 = 12000$, dann wird $\vartheta_1 + \vartheta_2 = 0{,}000508$ und die Gleichung 23 für Kugeln von $d = 12{,}7$ mm

$$\gamma = 0{,}0011275\, P^{\frac{2}{3}}. \qquad 30)$$

Damit berechnet sich für den Fall des vorhergehenden Experiments

$$\begin{aligned}\delta^- - \delta^+ &= \gamma_1^- - \gamma_1^+ + \gamma_3^+ - \gamma_3^- \\ &= 0{,}0_3 33351 - 0{,}0_3 18991 + 0{,}0_3 39949 - 0{,}0_3 10154 \\ &= 0{,}0_3 44155 \text{ oder gleich } 0{,}442\ \mu.\end{aligned}$$

Dieser Wert weicht von dem beobachteten 0,427 μ nur um 0,015 μ ab.

Zweitens wurden die Hertzschen Gleichungen noch in der Weise geprüft, daß man auf die konzentrisch gelagerte Deckplatte A (Abb. 8) noch verschieden starke Druckkräfte P in Gestalt von Gewichten B wirken ließ. Durch Zwischenfügen der Kappe C wird dafür gesorgt, daß an den drei durch die Kugeln gegebenen Orten die je fünf Druckstellen genau senkrecht übereinander liegen. Damit ist ein Durchbiegen der beiden Quarzplatten A und D verhindert. Die vier Einzelgewichte B sowie Kappe C sind aus gutem Rundmessing möglichst planparallel (bis auf wenige μ) hergestellt, so daß von ihren Massen immer je ein drittel auf jeder Kugel lastet. Damit die Gewichte B sicher und erschütterungsfrei aufliegen, stehen auch B und C nur an den drei Druckstellen E miteinander in Verbindung. Da sich also die Luftdicke zwischen den Quarzplatten für alle Stellen, an denen die Flächen nicht eingedrückt werden, gleichmäßig ändert, so wurden die Luftdicken-Änderungen ε meist für das Zentrum F beobachtet. Die Ausrechnung geschieht wieder nach der der Gleichung 13 analogen Gleichung

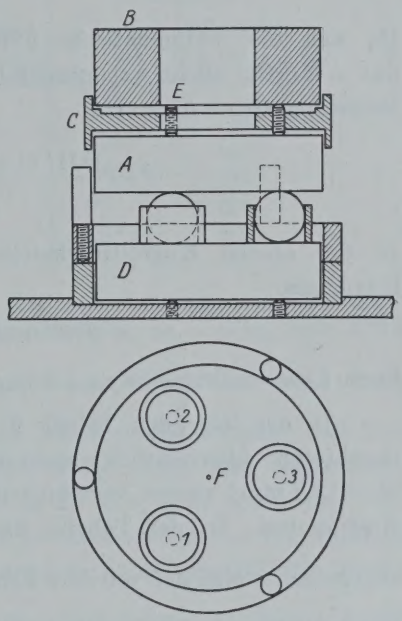


Abb. 8.

$$\varepsilon = \pm (B - A)\frac{\lambda}{2} + \Delta_b - \Delta_a. \qquad 31)$$

Die Anordnung der Versuche zur Bestimmung von ε war stets vollkommen symmetrisch, so daß die Einflüsse von Temperatur und Luftdruck so gut wie völlig eliminiert wurden. Als Beispiel diene das in der folgenden Tabelle 6 wiedergegebene Beobachtungsschema, worin die Trommelteile a und b bereits die Mittelwerte aus je vier Trommeleinstellungen sind.

Tabelle 6.

$d = 12{,}7$ mm; Beobachtung b, Belastung Quarzplatte;
Beobachtung a, Belastung Quarzplatte + Kappe + Gewicht *IV*

a	b	a	b	a
157,5	111,8	159,8	112,4	161,2

Mittel $a = 159{,}5$ $b = 112{,}1$
aus den Einzelversuchen folgt $B - A = 3$

$$\varepsilon = +654 + 256 - 431 = +479\,\frac{\mu}{1000}$$

oder $\varepsilon = +0{,}479\,\mu$.

Benutzt wurden die folgenden Beschwerungen mit den Massen in Gramm:

Quarzplatte	Qu	= 111,21
Kappe	Ka	= 82,15
Gewicht	I	= 98,28
„	II	= 197,12
„	III	= 300,51
„	IV	= 401,05.

Da sich die mathematische punktförmige Berührung nicht beobachten läßt, so ist das ε für Qu allein experimentell nicht direkt meßbar. In Gl. 30 wird z. B. für die Belastung $Qu + Ka + III$

$$P = \frac{0{,}11121 + 0{,}08215 + 0{,}30051}{3} = 0{,}16462$$

an der oberen Kugel-Druckstelle; an der unteren kommt noch das Kugelgewicht hinzu, also

$$P = 0{,}16462 + 0{,}00834 = 0{,}17296.$$

Stets kann mithin $\varepsilon = \gamma_{\text{oben}} + \gamma_{\text{unten}}$ berechnet werden.

In der folgenden Tabelle 7 sind die so berechneten Werte für ε mit den beobachteten übersichtlich zusammengestellt. Die Versuche erfolgten mit Kugeln ($d = 12{,}7$ mm) zweier verschiedenen Sorten, deren Ergebnisse gut miteinander übereinstimmten. In der Tabelle sind nur die Mittelwerte aus den vier Versuchsreihen angegeben, wobei der mittlere Fehler der einzelnen Messung in $\varepsilon - \varepsilon_{Qu}$ etwa $\pm 11 \frac{\mu}{1000}$ beträgt. Man beachte auch die Übereinstimmung der berechneten mit den beobachteten Differenzen, welch letztere auch durch direkte Messungen mit großer Sicherheit bestätigt werden konnten. Für die stärkste Belastung beträgt der Unterschied berechnetes $(\varepsilon - \varepsilon_{Qu})$ minus beobachtetes nur $+ 0{,}038\,\mu$. Auch wurden für zwei Stellen, die um 10,6 mm bzw. 7,4 mm links bzw. rechts vom Zentrum F entfernt liegen, die gleichen Werte ε wie für das Zentrum F beobachtet.

Tabelle 7.

Belastung	Berechnet			Beobachtet	
	ε in $0{,}001\,\mu$	$\varepsilon - \varepsilon_{Qu}$	Differenzen der $\varepsilon - \varepsilon_{Qu}$	$\varepsilon - \varepsilon_{Qu}$	Differenzen der $\varepsilon - \varepsilon_{Qu}$
Qu	269	0	109	0	100
$Qu + Ka$	378	109	112	100	99
$Qu + Ka + I$	490	221	101	199	98
$Qu + Ka + II$	591	322	98	297	96
$Qu + Ka + III$	689	420	88	393	77
$Qu + Ka + IV$	777	508		470	

Für den vorliegenden Fall der 12,7 mm-Kugeln ist noch der Radius der kugelförmigen Druckfläche $\frac{1}{\varrho} = 9{,}69$ mm, weiter bei der geringsten Belastung mit Qu der Radius des Druckkreises $g_{\text{oben}} = 0{,}0282$ mm, bei der größten Belastung mit $Qu + Ka + IV$ dagegen auch erst $g_{\text{unten}} = 0{,}0500$ mm.

Ganz entsprechende Versuchsreihen sind nun auch mit Kugeln von $d = 6{,}349$ mm und 1,05 g Masse ausgeführt worden. Für solche Kugeln ist $\varrho_1 = \frac{1}{3{,}1745}$ und demgemäß $\gamma = 0{,}0014207\ P^{\frac{2}{3}}$. Die erhaltenen Ergebnisse sind wieder in der Tabelle 8 zusammengestellt.

Tabelle 8.

Belastung	Berechnet			Beobachtet	
	ε in 0,001 μ	$\varepsilon - \varepsilon_{Qu}$	Differenzen der $\varepsilon - \varepsilon_{Qu}$	$\varepsilon - \varepsilon_{Qu}$	Differenzen der $\varepsilon - \varepsilon_{Qu}$
Qu	319	0	140	0	150
$Qu + Ka$	459	140	144	150	145
$Qu + Ka + I$	603	284	129	295	135
$Qu + Ka + II$	732	413	123	430	124
$Qu + Ka + III$	855	536	112	554	117
$Qu + Ka + IV$	967	648		671	

Hier beträgt der mittlere Fehler der einzelnen Messung in $\varepsilon - \varepsilon_{Qu}$ nur etwa $\pm 4 \frac{\mu}{1000}$. Da für die stärkste Belastung der Unterschied berechnetes $(\varepsilon - \varepsilon_{Qu})$ minus beobachtetes gleich $-0{,}023\,\mu$ ist, so kann man wohl mit Sicherheit sagen, daß hier wie bei den 12,7 mm-Kugeln die Abweichungen zwischen Rechnung und Experiment nicht allein auf Beobachtungsfehler zurückzuführen sind. Wie dem aber auch sein mag, jedenfalls kommt man den wahren Verhältnissen praktisch mittels der Hertzschen Gleichungen sehr nahe, wenn für senkrecht zur optischen Achse geschliffene Quarzplatten $\vartheta_2 = 0{,}000333 \frac{\text{mm}^2}{\text{kg-Gew.}}$ gesetzt wird. Weitere Aufklärung in dieser Sache werden die schon oben erwähnten neuen Versuche erbringen, die neben Bergkristall und Gußstahl auch auf Glas, Quarzglas, Diamant und nicht rostenden Kruppstahl V_2A ausgedehnt werden sollen.

Außer im Zentrum F (Abb. 8) wurden die Werte $\varepsilon - \varepsilon_{Qu}$ noch an vier anderen Stellen F_1 bis F_4 beobachtet, die um F der Reihe nach links, rechts, oben und unten um 10,6 mm von F entfernt liegen. Bei der höchsten Belastung z. B. ergab sich für F_1 $\varepsilon - \varepsilon_{Qu} = 671 \frac{\mu}{1000}$ und für F_2 673, das sind die gleichen Werte wie für das Zentrum F mit 671. Demgemäß bleiben auch die Dickenunterschiede der Luftplatte in Richtung F_1F_2 ungeändert für die Belastung Qu einerseits und $Qu + Ka + IV$ andrerseits; in beiden Fällen nahm die Luftdicke von F_1 bis F um $0{,}148\,\mu$, von F bis F_2 um $0{,}132\,\mu$ ab, was zugleich ein Beweis dafür ist, daß die die Luftplatte begrenzenden Quarzflächen trotz der Belastung von 598 g gut eben geblieben sind. Dagegen wurde für $\varepsilon - \varepsilon_{Qu}$ bei F_3 694 und bei F_4 $648 \frac{\mu}{1000}$ beobachtet, zwei Zahlen, deren Mittelwert wieder genau mit 671 für das Zentrum F übereinstimmt. Diese Unsymmetrie ist nicht etwa auf Inhomogenitäten im Gewicht IV zurückzuführen, da sie ungeändert erhalten bleibt, wenn letzteres beliebig in sich gedreht wird. Ob sie durch ein geringfügig verschiedenes elastisches Verhalten der beiden Kugeln *1* und *2* bedingt ist oder aber durch die verhältnismäßig schwachen Verwachsungen der Quarzplatten, sollen die weiteren noch anzustellenden Versuche entscheiden.

Ferner ist für diese Kugeln von $d = 6{,}349$ mm der Radius der kugelförmigen Druckfläche $\frac{1}{\varrho} = 4{,}85$ mm, der Radius des zugehörigen Druckkreises für die kleinste Belastung mit Qu gleich $g_{\text{oben}} = 0{,}0224$ mm, für die größte Belastung mit $Qu + Ka + IV$ gleich $g_{\text{unten}} = 0{,}0392$ mm. Um übrigens bei den kleinen Kugeln die Werte ε_{Qu} nicht zu stark anwachsen zu lassen, wird jetzt für die Kugelprüfungen als Deckplatte eine Quarzplatte von nur 37 g Masse verwendet.

c) Berechnung des durch Verlagerung der Deckplatte verursachten Fehlers.

Nachdem so die Theorie des Plattendruckes auf zwei verschiedene Weisen experimentell bestätigt worden ist, läßt sich mit vollkommener Sicherheit der kleine Fehler berechnen, der dadurch entsteht, daß sich während der Messungen die Deckplatte aus ihrer als konstant angenommenen Lage um ein Geringes nach verschiedenen Richtungen verschiebt. Die Größe dieser Verschiebung bleibt bei der von uns benutzten Justiervorrichtung sicher unter 0,15 mm. Der größte Beobachtungsfehler ergibt sich nun dann, wenn die obere Platte in Richtung der x-Achse (Abb. 6) verschoben wird. Er berechnet sich daher nach Gl. 29, wenn man $x^+ = 0{,}15$ mm und $x^- = 0$ setzt, zu $\delta^- - \delta^+ = \gamma_3^+ - \gamma_1^+$, weil $P_1^- = P_3^-$ mithin $\gamma_1^- = \gamma_3^-$ ist.

Da für die kleineren Kugeln eine bedeutend leichtere Deckplatte zur Verwendung kommt, genügt es hier, den Fehler für die 12,7 mm-Kugeln unter Benutzung der Gl. 30 zu berechnen. Mit $G = 0{,}11121$, Kugelgewicht gleich 0,00834 und $h = 28{,}0$ mm wird dann $\delta^- - \delta^+ = 0{,}00390\,\mu$, also ein Fehler, der für die Kugelausmessungen völlig zu vernachlässigen ist. Naturgemäß erhält man für diesen Fehler genau den gleichen Wert, wenn $x^+ = 0$ und $x^- = -0{,}15$ mm angesetzt wird. Die geringe Verlagerung der Deckplatte innerhalb der obigen Grenzen bleibt mithin ohne merklichen Einfluß auf das Beobachtungsresultat.

d) Berücksichtigung von Temperatur und Luftdruck.

In der Gl. 1, der Ausgangsgleichung für die Interferenzringe, ändert sich einerseits die Dicke d mit der Temperatur t, andererseits die Wellenlänge λ mit der Luftdichte, also mit t und dem Druck p. Weiter wird bei den Kugelmessungen der Unterschied δ gemessen, der gleich ist dem Durchmesser von Kugel *3* (Abb. 4) minus der Standarddicke in E. Für die kleine Größe δ macht sich naturgemäß diese Änderung der Wellenlänge nicht bemerkbar, und ebenso steht es mit dem Einfluß von t, wenn dafür gesorgt ist, daß die Kugeln unter sich die gleiche Temperatur haben. Denn dann ändert sich der Durchmesser von Kugel *3* im selben Maße mit t wie die Standarddicke für die wirksame Stelle E. Voraussetzung dafür ist noch, daß der Ausdehnungskoeffizient für alle drei Kugeln merklich der gleiche ist. Sie dürfte immer erfüllt sein, sobald man die Standardkugeln *1* und *2* stets der zu prüfenden Kugelsorte entnimmt, was bei unseren Untersuchungen auch allemal geschehen ist.

Derartige Messungen mit einer Kugelsorte können sich oft über mehrere Tage erstrecken und nur dann einwandfreie Resultate liefern, wenn während dieser ganzen Zeit die etwa auf $t = 20$ und $p = 760$ reduzierte Standarddicke d_s der Luftplatte in E wirklich konstant geblieben ist. Wenn auch Änderungen in $d_{s,\,20,\,760}$ von über $0{,}2\,\mu$ so gut wie ausgeschlossen sind, könnte es doch leicht möglich sein, daß durch ein sehr geringes Drehen der Standardkugeln Dickenänderungen von einigen hunderteln μ auftreten, welche nicht unberücksichtigt bleiben dürfen. Man hat daher öfters nachzuprüfen, ob $d_{s,\,20,\,760}$ auch seinen Wert nicht geändert hat, und eintretenden Falle

für eine solche Änderung die entsprechende Korrektur an den beobachteten Werten δ anzubringen.

Die Standarddicke d_s wird festgelegt durch den Radius r bzw. die Trommelstellung a etwa des zweiten Interferenzringes mit der unveränderlichen Ordnungszahl k, demgemäß auch nach Gl. 6 durch die Größe Δ, welche aus der Tabelle leicht ablesbar ist. Da sich ferner nach Gl. 7 dieses Δ im selben Sinne und um den gleichen Betrag ändert wie d_s selbst, so ist es auch in bezug auf die folgenden Rechnungen am einfachsten, den Wert Δ der Standarddicke zu beobachten und daraus $\Delta_{20,760}$ abzuleiten. Aus den Gl. 4 und 6 ergibt sich leicht

$$\Delta = d - \frac{k\lambda}{2} \qquad 32)$$

und somit, wenn $\zeta = 0{,}0_4115$ den linearen Ausdehnungskoeffizienten des Stahls, $\eta = 0{,}00367$ den Volumausdehnungskoeffizienten der Luft und N das Brechungsverhältnis der Luft bei t und p für die benutzte Wellenlänge bedeutet,

$$\frac{\partial \Delta}{\partial t} = \frac{\partial \Delta}{\partial d}\frac{\partial d}{\partial t} + \frac{\partial \Delta}{\partial \lambda}\frac{\partial \lambda}{\partial t} = d\zeta + \frac{k}{2}\lambda\frac{\partial N}{\partial t} = d\zeta - d\eta\frac{N-1}{1+\eta t},$$

$$\frac{\partial \Delta}{\partial t} = d\left(\zeta - \eta\frac{N-1}{1+\eta t}\right), \qquad 33)$$

$$\frac{\partial \Delta}{\partial p} = \frac{\partial \Delta}{\partial \lambda}\frac{\partial \lambda}{\partial p} = \frac{k}{2}\lambda\frac{\partial N}{\partial p} = \frac{k\lambda}{2}\frac{N-1}{p},$$

$$\frac{\partial \Delta}{\partial p} = d\frac{N-1}{p}. \qquad 34)$$

Da für die Linie Hg blau 4358 zu nehmen ist $N_{20,760} - 1 = 0{,}0_32762$ und man in der Nähe von $t = 20$ und $p = 760$ bleibt, so folgt $\frac{\partial \Delta}{\partial t} = 0{,}0_4106\,d$ und $\frac{\partial \Delta}{\partial p} = 0{,}0_6363\,d$, demgemäß

$$\Delta_{20,760} = \Delta - 0{,}0_4106\,d\,(t-20) - 0{,}0_6363\,d\,(p-760). \qquad 35)$$

Für die Kugeln von $d = 12{,}7$ mm ist demnach in mm

$$\Delta_{20,760} = \Delta_{t,p} - 0{,}0_3134\,(t-20) - 0{,}0_5462\,(p-760), \qquad 36)$$

d. h. pro Grad Temperatursteigerung wächst Δ und somit auch d_s um $0{,}134\,\mu$, pro mm Druckerhöhung nimmt Δ wie d_s (scheinbar!) um $0{,}00462\,\mu$ zu.

Es möge noch auf den Einfluß der Brennweite f hingewiesen werden. In der die Größe Δ definierenden Gl. 6 ändert sich d mit der Temperatur und r mit der Luftdichte. Man kann nun fragen, inwieweit sich eine Änderung von f über r auf Δ bemerkbar macht. Daß ihr Einfluß auf r nur überaus gering sein kann, lehrt schon ein Blick auf den Strahlengang im Apparat, Abb. 3. Das läßt sich auch rechnerisch leicht feststellen. Man darf daher direkt ansetzen $\frac{\partial \Delta}{\partial t} = \frac{\partial \Delta}{\partial f}\frac{\partial f}{\partial t}$ und kommt häufig der Wahrheit sehr nahe mit der Annahme $\frac{\partial f}{\partial t} = 0{,}0_418\,f$. So ergibt sich schließlich $\frac{\partial \Delta}{\partial t} = -\,0{,}0_436\,\Delta$, und zwar unabhängig von d. Im Höchstfalle ist $\Delta = 0{,}5\,\mu$, also $\frac{\partial \Delta}{\partial t} = -\,0{,}0_418\,\frac{\mu}{\text{Grad}}$, d. h. pro Grad ändert sich Δ nur um etwa $0{,}0_42\,\mu$; der Temperatureinfluß von f auf Δ ist mithin völlig belanglos.

e) Experimentelle Bestätigung des Einflusses von Temperatur und Luftdruck.

Einige Beispiele mögen angeführt werden, um ein anschauliches Bild zu geben über die Abhängigkeit der Standarddicke bzw. der Größe Δ von der Temperatur und dem Luftdruck. Da in allen Fällen Kugeln von $d = 12{,}7$ mm benutzt wurden, so hat die Reduktion der beobachteten Werte $\Delta_{t,p}$ auf $t = 20$ und $p = 760$ nach Gl. 36 zu erfolgen. In der folgenden Tabelle 9 sind die beobachteten Trommelteile a schon die Mittelwerte aus je fünf Trommeleinstellungen, und es ist p der auf 0^0 und die Schwere unter 45^0 Breite am Meeresspiegel reduzierte Barometerstand. Dabei erstrecken sich die Beobachtungen mit einundderselben Kugelsorte immer über eine größere Anzahl von Tagen. Bei der Berechnung ist noch zu beachten, daß man oftmals den Wert Δ naturgemäß um ein ganzes Vielfaches von $\frac{\lambda}{2} = 217{,}9\ \frac{\mu}{1000}$ vergrößern bzw. verkleinern muß, um vergleichbare Zahlen zu erhalten. Die Temperatur t wurde an einem Thermometer abgelesen, das dicht neben dem Kugel-Plattensystem auf der Tischplatte steht und dessen Gefäß mit Hilfe von Stanniolblättern in einem Kupferblock befestigt ist.

Es sei darauf hingewiesen, daß in der Tabelle 9 die Zahlen für eine Kugelsorte natürlich in keiner Beziehung zu denen irgendeiner anderen Kugelsorte stehen. Hat sich nun, wie das manchmal geschieht, die durch $\Delta_{20,760}$ festgelegte Standarddicke geändert, so muß dem, wie schon oben erwähnt, Rechnung getragen werden durch Anbringung der Dickenänderung als Korrektur. Liegt diese in der Nähe von $0{,}1\ \mu$, so daß es zweifelhaft erscheint, ob die Standarddicke ab- oder zugenommen hat, so läßt sich in solchen Fällen die Entscheidung leicht dadurch treffen, daß man den mittleren Durchmesser einer bereits gemessenen Kugel nochmals genau bestimmt. So starke Änderungen treten indessen nur selten auf. Selbstverständlich ist bei all diesen Versuchen darauf zu achten, daß die Deckplatte stets die gleiche Lage behält, also nicht in sich gedreht wird, weil ja ihre untere Fläche nicht vollkommen eben ist, sondern natürlich Fehler von einigen $\frac{\mu}{1000}$ aufweisen wird.

Es bleibt noch zu berechnen, wie groß der Einfluß auf die Standarddicke d_s ist, welcher durch eine Verlagerung der Deckplatte um $x = \pm 0{,}15$ mm bewirkt wird. Nach Abschnitt 4b verändert sich nun d_s im Punkt *4* (Abb. 6) wie die Luftplatten-Dicke für Punkt *1*, auf den die Kraft P_1 drückt, deren Größe durch Gl. 28 gegeben ist. Für den vorliegenden Fall erhält man dann unter Benutzung der Gl. 30 in einfacher Weise $\gamma_1^- - \gamma_1^+ = 0{,}0_5260$ mm, d. h. mit anderen Worten, der durch die Verrückung der Deckplatte verursachte mögliche Fehler in d_s bzw. $\Delta_{20,760}$ beträgt $\pm 1{,}30\ \frac{\mu}{1000}$, bleibt also verhältnismäßig klein.

5. Meßgenauigkeit.

Nachdem so alle systematischen Einflüsse erörtert worden sind, die sich im Meßresultat bemerkbar machen können, bleibt nunmehr nur noch übrig, die auftretenden zufälligen Fehler ihrer angenäherten Größe nach kennen zu lernen. Wir fragen, wie groß ist der mittlere Fehler der einzelnen Bestimmung eines Wertes δ_{13} (des mittleren Kugeldurchmessers minus der Standarddicke), sowie der größten Durchmesser-Differenz u der einzelnen Kugel, und zwar für eine Messung ähnlich derjenigen in Tabelle 4. Um

Tabelle 9.

Kugelsorte	t in °C	p in mm	a in Trommelteilen	$\Delta_{t,p}$ in 0,001 μ	$\Delta_{20,760}$ in 0,001 μ
I	20,20	759,5	127,0	306	281
	20,33	760,1	129,3	315	271
	20,68	759,7	142,2	363	273
	21,20	759,5	157,6	423	264
	21,36	759,2	108,2	244 + 218	284
	21,07	758,2	150,9	396	261
					Mittel 272
II	20,70	761,3	124,8	299	199
	21,00	766,8	141,5	360	195
	20,32	767,6	118,8	278	200
	20,20	769,0	119,6	281	212
	19,40	763,5	141,9	362 — 218	208
	20,00	762,7	100,0	218	206
	20,80	759,5	128,4	312	207
	20,68	761,7	129,5	316	217
	21,31	764,1	150,5	394	199
	20,36	759,0	108,5	245	202
					Mittel 204
III	19,20	768,3	130,7	320 — 218	171
	17,39	767,4	128,0	310 — 436	190
	20,14	747,2	142,8	364 — 218	186
					Mittel 182
	19,50	762,9	102,1	224	278
	19,68	762,9	108,9	246	276
	19,88	756,1	108,2	244	278
					Mittel 277
IV	19,24	759,2	153,1	404 — 218	292
	19,64	759,5	105,4	235	285
	19,78	759,9	112,2	257	286
	19,06	749,7	140,4	356 — 218	312
	19,52	744,8	150,9	396 — 218	312
	20,14	741,8	110,0	249	314
	20,00	750,8	118,1	275	318
	20,16	751,1	124,0	296	316
					Mittel 304
	20,06	773,9	117,1	272	200
	19,80	772,6	107,2	241	210
	20,14	763,2	114,3	263	229
	20,74	766,7	140,9	358	228
					Mittel 217
V	20,48	753,3	151,6	398 — 218	147
	20,46	754,4	149,6	390 — 218	136
	20,66	754,2	158,6	427 — 218	148
	20,54	762,8	104,4	232	147
	21,29	749,7	112,5	258	133
					Mittel 142
	19,40	761,7	134,3	333 — 218	187
	18,98	750,8	101,5	223 — 218	185
	20,00	751,1	143,3	366 — 218	189
					Mittel 187

diese mittleren Fehler ableiten zu können, wurden von drei verschiedenen Beobachtern mit einunderselben nicht allzu schlechten 12,7 mm-Kugel zwölf derartige Messungsreihen ausgeführt, deren Schlußergebnisse in Tabelle 10 verzeichnet sind. Nach jeder dieser zwölf Messungsreihen wurde die Kugel um einen beliebigen Winkel gedreht.

Tabelle 10.

δ_{13} in 0,01 μ	Fehlerquadrat	u in 0,01 μ	Fehlerquadrat
+ 18	36	58	256
+ 29	289	41	1
+ 8	16	37	25
− 3	225	37	25
+ 16	16	31	121
+ 18	36	29	169
+ 3	81	52	100
+ 19	49	52	100
+ 14	4	44	4
+ 21	81	50	64
+ 4	64	32	100
+ 3	81	44	4
Mittel = + 12	$\Sigma = 978$	Mittel = 42	$\Sigma = 969$

Sowohl für δ_{13} als auch für u berechnet sich der mittlere Fehler der einzelnen Messung zu $\pm\sqrt{\frac{\Sigma}{11}} = \pm 9\frac{\mu}{100}$. Seine Größe wird hauptsächlich durch die Anzahl 13 der ausgemessenen Durchmesser bedingt. Denn würde man diese Anzahl etwa verdoppeln, so ist es klar, daß der mittlere Fehler merklich herabsinken würde. Was u

Tabelle 11.

v = Abweichung des mittleren Kugeldurchmessers

von der Standarddicke		vom mittleren Durchmesser aller n Kugeln		
für die einzelne Kugel	im Mittel für alle Kugeln	für die einzelne Kugel	im Mittel für alle Kugeln	größte unter allen Kugeln
v_n $= \delta_{13}$	$\overline{v}$ $= \frac{\Sigma v_n}{n}$	$\overline{v} - v_n$	$\overline{\overline{v} - v_n}$ $= \frac{\Sigma \lvert \overline{v} - v_n \rvert}{n}$	$\mathfrak{V}$ = Maximum $\lvert \overline{v} - v_n \rvert$

u = größte Durchmesser-Differenz

für die einzelne Kugel	unter allen Kugeln		
	im Mittel	größter Wert	kleinster Wert
u_n	$\overline{u}$ $= \frac{\Sigma u_n}{n}$	$\mathfrak{U}$ = Maximum u_n	$\mathfrak{u}$ = Minimum u_n

w = Rundheit, d. i. die in Prozenten des Durchmessers ausgedrückte Abweichung, also $w = \frac{100\,u}{d}$

für die einzelne Kugel	unter allen Kugeln		
	im Mittel	größter Wert	kleinster Wert
$w_n = \frac{100\,u_n}{d}$	$\overline{w} = \frac{100\,\overline{u}}{d}$	$\mathfrak{W} = \frac{100\,\mathfrak{U}}{d}$	$\mathfrak{w} = \frac{100\,\mathfrak{u}}{d}$

betrifft, so könnte man meinen, für die größte Durchmesser-Differenz sei der größte beobachtete Wert 58 der richtigste. Nach unseren Erfahrungen ist das aber keineswegs immer zutreffend, weil das Festsetzen von kleinsten Staubteilchen zwischen Kugel und Platte nicht stets gänzlich verhindert werden kann. Deshalb verfahren wir bei den Kugelprüfungen so, daß für jede Kugel zwei Messungsreihen, meist von verschiedenen Beobachtern, gemacht werden; weichen alsdann ihre Resultate in δ_{13} um mehr als 0,30 μ oder in u um mehr als 0,35 μ voneinander ab, so werden mit der betreffenden Kugel nochmals zwei Messungsreihen ausgeführt und die Werte für δ_{13} bzw. u aus allen vier Reihen gemittelt. Man darf wohl sagen, daß damit allen Anforderungen, die praktisch an Kugelprüfungen zu stellen sind, durchaus genügt wird.

Die in diesem Abschnitt angeführten mittleren Fehler und Abweichungen gelten natürlich nur für Kugeln von $d = 12{,}7$ mm; sie verringern sich merklich bis herab zu einer Kugelgröße von 3,0 mm, wie das eine spätere Veröffentlichung erweisen wird.

Tabelle 12.

Kugel n	v_n in 0,01 μ	$\bar{v} - v_n$ in 0,01 μ	u_n in 0,01 μ
1	+ 14	− 22	40
2	− 14	+ 6	72
3	− 3	− 5	72
4	+ 48	− 56	147
5	− 13	+ 5	66
6	− 16	+ 8	40
7	+ 11	− 19	37
8	− 0	− 8	49
9	− 21	+ 13	28
10	− 8	+ 0	24
11	− 26	+ 18	59
12	+ 7	− 15	66
13	+ 8	− 16	70
14	− 11	+ 3	57
15	− 22	+ 14	64
16	− 19	+ 11	64
17	− 40	+ 32	50
18	− 7	− 1	38
19	− 68	+ 60	51
20	+ 25	− 33	124
	$\Sigma v_n = -155$	$\Sigma \lvert \bar{v} - v_n \rvert = 345$	$\Sigma u_n = 1218$
	$\bar{v} = -8$		

Größe	Wert	Kugel
$\overline{\bar{v} - v_n}$	0,17 μ	n
$\mathfrak{V}$	0,60 μ	19
$\bar{u}$	0,61 μ	n
$\mathfrak{U}$	1,47 μ	4
$\mathfrak{u}$	0,24 μ	10
$\bar{w}$	0,0048 %	n
$\mathfrak{W}$	0,0116 %	4
$\mathfrak{w}$	0,0019 %	10

6. Definition der die Rundheit von Kugeln bestimmenden Größen.

Um einen Überblick in die Güte einer Kugelsorte vom Durchmesser d irgendeiner Firma zu gewinnen, werden in der Regel außer den beiden Standards zwanzig Kugeln beliebig aus dem Vorrat herausgegriffen und dann ausgemessen. Behufs übersichtlicher Darstellung der Endergebnisse empfiehlt es sich, die in der vorstehenden Tabelle 11 angegebenen Definitionen und Bezeichnungen in die Meßkunde für Kugeln einzuführen. Der Buchstabe n bedeutet die Zahl der geprüften Kugeln *1*, *2*, *3* bis n.

Naturgemäß ist diesen Definitionen entsprechend $\sum_n (\bar{v} - v_n) = 0$. Ähnlich den Werten $\mathfrak{u}$ und $\mathfrak{w}$ darf man nicht etwa eine Größe $\mathfrak{v} =$ Minimum $|\bar{v} - v_n|$ einführen wollen, denn es ist immer $\mathfrak{v}$ nahezu gleich null, sobald nur n groß genug gewählt wird.

In dieser Weise stellen sich z. B. die Meßergebnisse einer Kugelsorte von $d = 12{,}7$ mm einer bestimmten Firma folgendermaßen dar (siehe vorstehende Tabelle 12).

Dazu sei noch bemerkt, daß bislang eine auf Grund der Meßergebnisse vorgenommene topographische Auswertung der Kugeloberflächen keine vorherrschende Form der Rundheit erkennen ließ.

7. Spezifische Gewichte von Stahlkugeln.

Man könnte leicht auf den Gedanken kommen, die mittleren Kugeldurchmesser durch Wägung der Kugeln unter der Annahme konstanter Dichte relativ zueinander zu bestimmen. Das geht aber nicht, weil tatsächlich die spezifischen Gewichte der

Tabelle 13.

Kugel n	M in g	$\partial M = 8{,}3190 - M$ in g	$\partial d = \frac{12700}{24{,}957}\,\partial M$ in μ	$\bar{v} - v_n$ in μ
1	8,3186	+ 0,0004	+ 0,20	− 0,15
2	8,3269	− 79	− 4,02	− 0,75
3	8,3179	+ 11	+ 0,56	+ 1,29
4	8,3054	+ 136	+ 6,92	+ 0,91
5	8,3094	+ 96	+ 4,89	+ 0,79
6	8,3478	− 288	− 14,66	− 0,97
7	8,3033	+ 157	+ 7,99	+ 0,83
8	8,3205	− 15	− 0,76	− 1,02
9	8,3232	− 42	− 2,14	− 0,97
10	8,3152	+ 38	+ 1,93	+ 1,11
11	8,3209	− 19	− 0,97	− 0,37
12	8,3170	+ 20	+ 1,02	− 0,07
13	8,3107	+ 83	+ 4,22	+ 0,59
14	8,3190	+ 0	+ 0,00	− 0,19
15	8,3212	− 22	− 1,12	− 0,17
16	8,3196	− 6	− 0,31	+ 0,07
17	8,3222	− 32	− 1,63	− 1,13
18	8,3244	− 54	− 2,75	− 0,49
19	8,3216	− 26	− 1,32	− 0,54
20	8,3152	+ 38	+ 1,93	+ 1,22
Mittel	8,3190	$\sum \partial M = 0$	$\sum \partial d = -$ 0,02	$\sum (\bar{v} - v_n) = -$ 0,01

Kugeln einunderselben Sorte überaus stark differieren. Ist M die Masse einer Kugel, so wäre unter der Voraussetzung einer konstanten Dichte $\frac{\partial d}{\partial M} = \frac{d}{3M}$. Für eine andere als die im Abschnitt 6 erwähnte Kugelsorte von $d = 12{,}7$ mm wurden solche Wägungen vorgenommen, deren Resultate mit den Ergebnissen der interferometrischen Messungen in der Tabelle 13 zusammengestellt sind.

Ein Blick auf diese Tabelle lehrt, daß die beiden letzten Spalten ganz und gar nicht miteinander übereinstimmen, also die Werte ∂d unrichtig sind, weil eben die Kugeln recht verschiedene Dichten besitzen. Es werde z. B. der Unterschied der Dichten für die beiden Kugeln *6* und *7* berechnet. Für Kugel *6* sei $d = 1{,}269\,000$, dann ist entsprechend der letzten Spalte $d = 1{,}268\,820$ für Kugel *7*. Daraus und aus den M berechnen sich die Dichten für Kugel *6* bzw. *7* zu 7,8017 bzw. 7,7634; sie differieren also bereits um 0,49%. Als schädlich wird sich das indessen wohl kaum erweisen, weil für die Praxis in den weitaus meisten Fällen eine besondere Konstanz im spezifischen Gewicht der Kugeln nicht gefordert zu werden braucht.

8. Zusammenfassung.

Es wird eine Methode ausgearbeitet für die systematische vergleichende Untersuchung von Stahlkugeln auf ihre Güte, d. h. auf Übereinstimmung der Durchmesser der verschiedenen Kugeln jeder Sorte sowie auf Rundheit der einzelnen Kugeln. Die Prüfung der Kugeln erfolgt mit dem Schönrockschen großen Interferenzapparat mittels der Haidingerschen Interferenzringe unter Zuhilfenahme zweier sehr gut ebener Quarzplatten. Dieses Interferometer, das bereits im Jahre 1905 zu anderen Zwecken konstruiert worden ist, wird näher beschrieben, seine Handhabung eingehend auseinandergesetzt und der Strahlengang im Apparat genau erläutert.

Darauf folgt die Beschreibung des Kugel-Plattensystems, die Auswahl von Standardkugeln, die Drehung der zu prüfenden Kugel in sich, sowie eine genaue Theorie über die Beziehung zwischen der Radienänderung eines Interferenzringes und der Änderung des Kugeldurchmessers unter besonderer Berücksichtigung aller möglichen systematischen Fehler. Die Berechnungen werden besonders einfach gestaltet durch Einführung einer Größe Δ als Funktion des Ringradius.

Der Einfluß des Plattendruckes wird in ausführlicher Weise theoretisch und experimentell behandelt, wobei von den Hertzschen Gleichungen ausgegangen wird. Sie finden ihre Bestätigung auch im Falle von Quarz, denn wird für diesen $\vartheta_2 = 0{,}000\,333 \frac{\text{mm}^2}{\text{kg-Gew.}}$ gesetzt, so kommt man den wirklichen Verhältnissen praktisch überaus nahe. Dadurch wird eine sichere Berechnung des durch eine geringe Verlagerung der Deckplatte verursachten Fehlers ermöglicht.

Es folgt eine genaue Untersuchung über die Abhängigkeit der so wichtigen Standarddicke von der Temperatur und dem Luftdruck. Die abgeleiteten Gesetze zur Berechnung von $\Delta_{t=20,\,p=760}$ werden durch viele Versuche bestätigt.

Hierauf werden nähere Angaben über die Meßgenauigkeit, die zufälligen Fehler, gemacht und die die Rundheit von Kugeln bestimmenden Größen genau definiert, so daß durch eine kleine Tabelle zahlenmäßig die Güte einer Kugelsorte leicht ersichtlich festgelegt werden kann. Zum Schluß wird noch auf die Dichte von Stahlkugeln eingegangen.

Beiträge zur Theorie des Magnetometers von Tiberg-Thalén.

Von
Viktor Theimer in Loeben.

(Fortsetzung und Schluß von S. 356.)

Bestimmung der Vertikalintensität V_L.

Es wurde schon bemerkt, daß die Magnetnadel des Tiberg-Thalénschen Magnetometers nicht symmetrisch gebaut ist, sondern daß sie einen exzentrischen Schwerpunkt besitzt, der aus der nichtarretierten Nadelachse nach Westen abweicht. Das hat zur Folge, daß die Magnetnadel beim Kippen der Kompaßbüchse in eine Vertikalebene einen regelrechten Waagebalken vorstellt, dessen Schwerpunkt unterhalb des Auflagerungspunktes liegt. — Die Nadel selbst ist dabei durch einen am Südaste montierten Reiter derart ausbalanciert, daß sie im ungestörten magnetischen Felde in der vertikal gestellten Kompaßbüchse horizontal liegt, also an der Kreisteilung die Ablesung Null liefert. — Oder anders gesprochen, die Inklination des ungestörten Erdmagnetismus wird durch den Reiter am Südzweige der Nadel kompensiert.

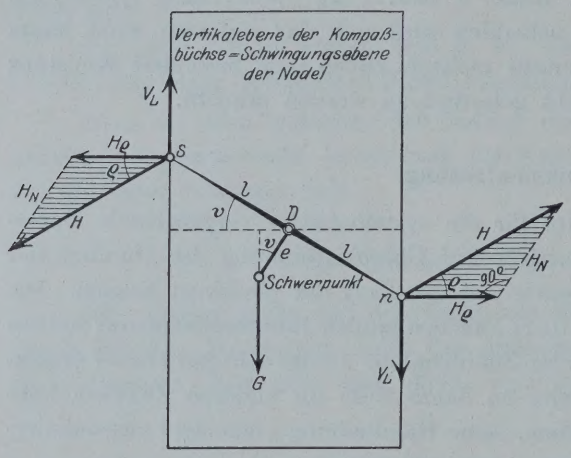


Abb. 7.

Im gestörten Gebiete dagegen zeigt die Magnetnadel in der vertikal gestellten Kompaßbüchse einen Ausschlag v, aus dem man die Vertikalintensität des störenden Erzlagers in einfacher Weise berechnen kann. (Abb. 7.) — Auf den Nord- und Südpol der Nadel wirken nämlich

einerseits die Horizontalintensität H,
andererseits die Vertikalintensität V_L des Erzlagers.

Von der Horizontalintensität H kommt aber nur jene Komponente H_ϱ in Betracht, welche in die Vertikalebene der Kompaßbüchse fällt, bzw. in die Schwingungsebene der Magnetnadel, während die zweite Komponente H_N, die senkrecht zur Schwingungsebene der Nadel steht, durch die Achsenlager aufgenommen wird.

Projiziert man also H orthogonal auf die Kompaßbüchse bzw. Schwingungsebene und bezeichnet man den Winkel, den diese Schwingungsebene mit H einschließt, mit ϱ, dann wird

$$H_\varrho = H \cdot \cos \varrho \,. \qquad 50)$$

Für die Gleichgewichtslage der Nadel unter dem Neigungswinkel v ist die Gleichheit der Drehmomente aller auf die Nadel einwirkenden Kräfte entscheidend. Bezeichnet man mit G das im Schwerpunkte der Nadel angreifende Nadelgewicht, dann erhält man für die Gleichgewichtslage die Beziehung:

$$G e \sin v + H_\varrho \cdot 2l \sin v = V_L \cdot 2l \cos v, \quad \text{wobei} \quad H_\varrho = H \cdot \cos \varrho \,,$$

daraus:

$$V_L = \left(G \cdot \frac{e}{2l} + H \cdot \cos \varrho \right) \operatorname{tg} v. \qquad 51)$$

Speziell für $\varrho = 90^0$, $\cos\varrho = 0$, ist

$$V_L = G \cdot \frac{e}{2l} \cdot \operatorname{tg} v = K \cdot \operatorname{tg} v. \qquad 52)$$

Man wird also zweckmäßig bei Bestimmung der Vertikalintensität V_L der Erzlagerstätte die Vertikalebene der Kompaßbüchse normal zur gestörten magnetischen Nordrichtung des Beobachtungsortes stellen.

Zu diesem Zwecke dreht man bei horizontaler Kompaßbüchse bei entferntem Stabmagnete das Instrument so lange um seine vertikale Stehachse, bis die Magnetnadel die Ablesung 90^0 liefert; denn dann steht die Nullrichtung des Stundenkreises und damit auch die Kippachse YY der Kompaßbüchse zur magnetischen Nordrichtung des Beobachtungsortes normal. Wird hernach die Kompaßbüchse um die Kippachse YY um 90^0 gekippt, dann steht die Vertikalebene der Kompaßbüchse normal zur gestörten magnetischen Nordrichtung des Beobachtungsortes.

Die Bestimmung der Konstanten: $K = G \cdot \frac{e}{2l}$.

1. Methode. Im magnetisch gestörten Gebiete. Man beobachtet V_L für 2 verschiedene Stellungen der Kompaßbüchse (ϱ_1) und (ϱ_2) und erhält nach 51):

$$V_L = (K + H \cdot \cos\varrho_1) \cdot \operatorname{tg} v_1 = (K + H \cos\varrho_2) \cdot \operatorname{tg} v_2$$

oder

$$K \cdot (\operatorname{tg} v_1 - \operatorname{tg} v_2) = H \cdot (\cos\varrho_2 \operatorname{tg} v_2 - \cos\varrho_1 \cdot \operatorname{tg} v_1).$$

Daraus folgt:

$$K = H \cdot \frac{\cos\varrho_2 \cdot \operatorname{tg} v_2 - \cos\varrho_1 \cdot \operatorname{tg} v_1}{\operatorname{tg} v_1 - \operatorname{tg} v_2}; \qquad 53)$$

speziell für

$$\varrho_1 = 0; \qquad v_1 = v_0$$
$$\varrho_2 = 90^0; \qquad v_2 = v_{90}$$

wird

$$K = H \cdot \frac{\operatorname{tg} v_0}{\operatorname{tg} v_{90} - \operatorname{tg} v_0}. \qquad 54)$$

In diesen Formeln ist noch H durch H_0 auszudrücken. Macht man dies etwa nach der Dahlblomschen Methode, dann hat man nach Formel 49) bzw. 53) und 54)

$$K = H_0 \left(\frac{d_0}{d}\right)^3 \cdot \frac{\cos\varrho_2 \operatorname{tg} v_2 - \cos\varrho_1 \operatorname{tg} v_1}{\operatorname{tg} v_1 - \operatorname{tg} v_2}$$

oder

$$K = H_0 \cdot \left(\frac{d_0}{d}\right)^3 \cdot \frac{\operatorname{tg} v_0}{\operatorname{tg} v_{90} - \operatorname{tg} v_0} \qquad 55)$$

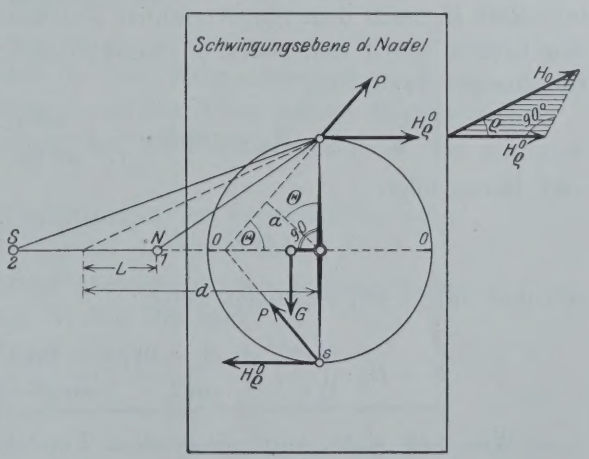


Abb. 8.

2. Methode: Im magnetisch ungestörten Gebiete.

In einem solchen Gebiete versagt die Formel 51), weil für $V_L = 0$ auch $v = 0$ wird. Also muß dann bei der Konstantenbestimmung ein anderes Verfahren eingeschlagen werden:

Man stellt die Kompaßbüchse unter einem beliebigen Richtwinkel ϱ vertikal, legt den Stabmagnet in den Tibergschen Arm ein, und verschiebt ihn so lange, bis sich die Nadel genau vertikal stellt, also auf 90^0 einspielt. In dieser Stellung wirken auf die Nadel-

pole einerseits die Stabkraft P, andererseits die Orthogonalprojektion der Horizontalintensität H_0 auf die Schwingungsebene, also die Kraft $H_\varrho^0 = H_0 \cdot \cos\varrho$. — Im Schwerpunkte der Nadel aber wirkt das Nadelgewicht G. —

Nach Abb. 8 findet man aus der Gleichheit der Drehmomente die Beziehung:

$$2\,P \cdot a + 2\,H_\varrho^0 \cdot l = G \cdot e;$$

$$\left.\begin{aligned} a &= l \cdot \cos\theta \\ H_\varrho^0 &= H_0 \cos\varrho \end{aligned}\right\} \quad \text{also} \quad 2\,Pl \cdot \cos\theta + 2\,H_0 \cdot \cos\varrho \cdot l = G \cdot e$$

$$\underline{P \cdot \cos\theta + H_0 \cdot \cos\varrho = G \cdot \frac{e}{2\,l} = K.} \qquad 56)$$

Nun ist es naheliegend, das Glied $P \cdot \cos\theta$ einfach nach der Sinusmethode zu bestimmen, indem man den Stabmagnet in derselben Stabdistanz d ruhig liegen läßt, die Kompaßbüchse horizontal kippt und dann durch Drehung des Instrumentes die Normalstellung der Nadel erzwingt. Entfernt man dann den Stabmagneten und notiert man den sich zeigenden Ausschlag (α), dann besteht für diesen nach 42 die Gleichung:

$$P \cdot \cos\theta = H_0 \cdot \sin\alpha \qquad 57)$$

und damit wird

$$\underline{K = H_0 (\sin\alpha + \cos\varrho).} \qquad 58)$$

Diese einfache Methode zur Bestimmung von K ist leider unbrauchbar, weil infolge der sehr kurzen Stabdifferenz ($d \doteq 11$ cm) die Sinusmethode wegen Indifferenz der Beobachtungspunkte nicht mehr anwendbar ist.

Mithin kann $P \cdot \cos\theta$ nur auf einem Umwege durch H_0 ausgedrückt werden wie folgt: Man rechnet nach den Formeln 35) die Größen θ_1, θ_2, λ, τ und θ aus; dann ist auch $\cos\theta$ bekannt; sodann rechnet man nach 15)

$$P = c\,m\,M \cdot \frac{\sin\lambda}{r_1^2 \sin(\theta - \theta_2)}. \qquad 59)$$

Und nun kann man für eine zweckmäßig gewählte Distanz, am besten für eine sehr große Distanz (z. B. $d_0 = 40$ cm), am Dahlblomschen Arme die Horizontalintensität H_0 nach dem Sinusverfahren bestimmen. Wenn alle in Betracht kommenden Größen durch den Index 0 charakterisiert werden, dann erhält man nach den Gleichungen 34) u. 35)

$$H_0 = c\,m\,M \cdot \frac{\sin\lambda_0}{r_1^{0\,2} \sin(\theta_0 - \theta_2^0)} \cdot \frac{\cos\theta_0}{\sin\alpha_0}$$

und daraus folgt:

$$c\,m\,M = H_0 \cdot \frac{r_1^{0\,2} \sin(\theta_0 - \theta_2^0)}{\sin\lambda_0} \cdot \frac{\sin\alpha_0}{\cos\theta_0}. \qquad 60)$$

60) und 59) in 56) eingesetzt liefert:

$$\underline{K = H_0 \cdot \left\{\left(\frac{r_1^0}{r_1}\right)^2 \frac{\sin(\theta_0 - \theta_2^0)}{\sin\lambda_0} \cdot \frac{\sin\lambda}{\sin(\theta - \theta_2)} \cdot \frac{\cos\theta}{\cos\theta_0} \cdot \sin\alpha_0 + \cos\varrho\right\}} \qquad 61)$$

Wie man sieht, wird auch diese Formel am einfachsten, wenn $\varrho = 90^0$, also $\cos\varrho = 0$ ist. Daher die Regel:

Im magnetisch ungestörten Gebiete stelle man die vertikal gestellte Kompaßbüchse normal zum magnetischen Meridian des Beobachtungsortes, lege den Stabmagnet in den Tibergschen Arm und verschiebe ihn so lange, bis die Magnetnadel

lotrecht steht, also auf 90^0 einspielt. Die zugeordnete sehr kurze Stabdistanz d notiere man. — Sodann kippe man den Kompaß in die Horizontalebene, lege den Stabmagnet in großer Stabdistanz d_0 (etwa $d_0 = 40$ cm) auf den Dahlblomschen Arm und bringe durch Drehung des Instrumentes um seine Stehachse die Magnetnadel in die Normalstellung zur Stabachse. Hernach entferne man den Stabmagnet und notiere den zugeordneten Ausschlag α_0.

Die Konstante K gewinnt man sodann aus der Formel:

$$K = H_0 \cdot \left(\frac{r_1^0}{r_1}\right)^2 \frac{\cos\theta}{\cos\theta_0} \cdot \frac{\sin(\theta^0 - \theta_2^0)}{\sin\lambda_0} \cdot \frac{\sin\lambda}{\sin(\theta - \theta_2)} \cdot \sin\alpha_0. \qquad 62)$$

Dabei sind die Größen $\left\{\begin{matrix} r_1, \theta, \lambda, \theta_2 \\ r_1^0, \theta_0, \lambda_0, \theta_2^0 \end{matrix}\right\}$ mit den Stabdistanzen $\left\{\begin{matrix} d \\ d_0 \end{matrix}\right\}$ nach 35) auszuwerten. Will man sich mit einer Näherungsformel begnügen, dann setze man nach 25):

$$\frac{\sin\lambda}{\sin(\theta - \theta_2)} \doteq \frac{4L}{r + 2L}; \quad \text{und} \quad \frac{\sin\lambda_0}{\sin(\theta_0 - \theta_2^0)} \doteq \frac{4L}{r_0 + 2L}.$$

Ferner kann man für die getroffenen Annahmen, daß d nicht viel von 10 cm verschieden ist und $d_0 > 20$ cm wird, $\frac{\cos\theta}{\cos\theta_0} \doteq 0{,}8$ setzen, wie durch ziffernmäßige Auswertung leicht festzustellen ist. Damit findet man:

$$K \doteq 0{,}8 \cdot H_0 \cdot \left(\frac{r_1^0}{r_1}\right)^2 \cdot \frac{r_0 + 2L}{r + 2L} \cdot \sin\alpha_0. \qquad 63)$$

Damit ist die eigentliche Theorie des Instrumentes abgeschlossen. Der Vollständigkeit wegen aber möge es mir noch gestattet sein, jenen Lesern der vorliegenden Arbeit, denen die Verwendung des Instrumentes zum Aufsuchen magnetischer Erzlagerstätten unbekannt ist, einige diesbezügliche Andeutungen zu machen. —

Anwendung des Tiberg-Thalénschen Magnetometers zur Aufsuchung von Erzlagerstätten.

Man überzieht das Gebiet, in welchem ein Erzlager vermutet wird, mit einem orientierten Quadratnetze und ermittelt in den Eckpunkten dieses Netzes, dessen Maschen ziemlich enge gelegt sein müssen, mit dem Tibergschen Magnetometer

einerseits die Größe und Richtung der Horizontalintensität H des gestörten Erdfeldes,

andererseits die Größe der Vertikalintensität des Erzlagers, V_L. —

Die gestörte Horizontalintensität H setzt sich zusammen:

{ aus der ungestörten Horizontalintensität H_0 des Erdmagnetismus,
{ und der Horizontalintensität H_L des Erzlagers. —

Dabei wird nach Abb. 9 der Störungswinkel:

$$\sigma = \varrho - \varrho_0. \qquad 64)$$

In dieser Formel ist rechterhand ϱ_0 als Orientierungswinkel des orientierten Netzes bekannt, und ϱ kann an Ort und Stelle in jedem Netzpunkte A durch direkte Messung festgelegt werden, indem man etwa mit Hilfe der Bussole und des am Apparate angebrachten Diopters den Winkel zwischen der Orientierungsrichtung und dem gestörten magnetischen Meridian (H) als Differenz der zugeordneten Kreisablesungen bestimmt. —

Selbstredend kann man die Orientierungslinie auch direkt in die Richtung des ungestörten magnetischen Meridians verlegen; dann wird einfach

$$\underline{\varrho_0 = 0}, \quad \text{also} \quad \underline{\sigma = \varrho}. \tag{65}$$

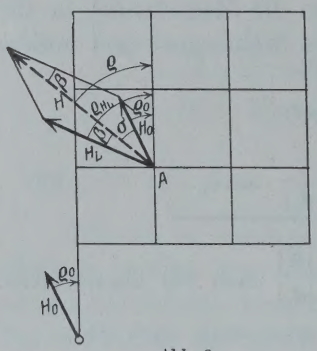


Abb. 9.

Die Horizontalintensität des Erzlagers kann man für jeden Punkt A ausrechnen:

$$\underline{H_L^2 = H^2 + H_0^2 - H H_0 \cos\sigma}, \tag{66}$$

die Richtung der Horizontalintensität H_L des Erzlagers ist:

wobei

$$\left.\begin{aligned} \varrho_{H_L} &= \varrho + \beta, \\ \sin\beta &= \frac{H_0}{H_L}\cdot\sin\sigma; \qquad \beta = \cdots. \end{aligned}\right\} \tag{67}$$

Damit ist aber auch die Gesamtintensität J_L des Erzlagers nach Größe und Richtung gegeben, denn es wird die Richtung der Gesamtintensität J_L:

$$\left.\begin{aligned} &\underline{\varrho_{J_L} = \varrho_{H_L}} \\ &\text{die Neigung der Gesamtintensität } J_L: \\ &\underline{\operatorname{tg}\varphi_{J_L} = \frac{V_L}{H_L}}; \qquad \underline{\varphi_{J_L} = \cdots}; \end{aligned}\right\} \tag{68}$$

die Größe der Gesamtintensität J_L:

$$J_L = \frac{H_L}{\cos\varphi_{J_L}} = \frac{V_L}{\sin\varphi_{J_L}} = \sqrt{H_L^2 + V_L^2}. \tag{69}$$

Damit sind alle in Betracht kommenden Größen ermittelt, die zur Anfertigung von sogenannten **Intensitätsplänen** dienen, aus welchen dann wieder auf die Lage der magnetischen Achse des Erzlagers geschlossen werden kann. In diesen Plänen können bei jedem Eckpunkte A die zugeordneten Größen in irgendeiner Art ersichtlich gemacht werden, z. B. durch orientierte Strecken von bestimmter Länge und Farbe, oder durch einfache Koten von verschiedener Farbe. Sodann kann man in diesen Plänen Intensitätskurven einzeichnen, deren Punkte man in der üblichen Weise durch Interpolation gewinnt. —

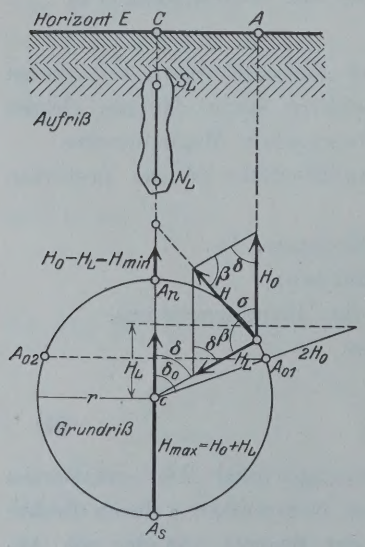


Abb. 10.

Aus diesen Plänen läßt sich sodann die Lage der magnetischen Achse der Erzlagerstätte unter vereinfachenden Voraussetzungen sehr leicht ermitteln:

Man nimmt an, daß die Achse der Erzlagerstätte, wie die Erfahrung lehrt, angenähert vertikal steht, wobei Abweichungen bis zu 30^0 ohne Bedenken vernachlässigt werden können. Hernach ergeben sich auf Grund der Abb. 10 nachstehende Überlagungen: In einem Orte A wirken auf die Magnetnadel: die Horizontalintensität H_0 des ungestörten Erdfeldes und die Horizontalintensität H_L des Erzlagers. Die Resultante H aus diesen beiden Größen liefert der Apparat als Funktion des Ablenkungswinkels α, bzw. beim Dahlblomschen Verfahren als Funktion der Stabdistanz d.

Alle Punkte auf der Peripherie eines Kreises, dessen Ebene normal zur magnetischen Achse des Erzlagers steht und dessen Mittelpunkt C auf dieser Achse liegt, haben gleich große und gegen C gerichtete Horizontalintensitäten H_L des Erzlagers. Zeichnet man also im Intensitätsplane die H_L-Kurven ein, d. h. die Kurven, in denen H_L konstant bleibt, dann müssen diese Kurven angenähert konzentrische Kreise sein, deren Mittelpunkt bereits der gesuchte Achsenpunkt C ist. —

Man kann aber auch die gestörte Horizontalintensität H des erdmagnetischen Feldes zum Aufsuchen des Punktes C heranziehen wie folgt:

Nach Abb. 10 ist

$$\left.\begin{aligned} H^2 &= H_0^2 + H_L^2 - 2\,H_0 H_L \cdot \cos\delta, \\ \text{wobei} \qquad \delta &= 180^0 - (\sigma + \beta) \qquad \text{oder auch} \qquad \sin\delta = \frac{H}{H_L} \cdot \sin\sigma; \end{aligned}\right\} \qquad 70)$$

für $\delta = 0$ wird

$$\left.\begin{aligned} H^2 &= H_0^2 + H_L^2 - 2\,H_0 H_L = (H_0 - H_L)^2 = H_{\min}^2; \qquad H_{\min} = H_0 - H_L, \\ &\text{für } \delta = 180^0 \text{ wird} \\ H^2 &= H_0^2 + H_L^2 - 2\,H_0 H_L = (H_0 + H_L)^2 = H_{\max}^2; \qquad H_{\max} = H_0 + H_L. \end{aligned}\right\} \qquad 71)$$

Nun fällt aber für $\delta = 0$, der Punkt A mit A_n
„ $\delta = 180^0$, „ „ A „ A_s } zusammen, daher der Satz:

Hat die Erzlagerstätte eine angenähert vertikal stehende Achse, dann haben unter allen Orten A, die auf einem horizontalen Kreise um diese Achse liegen, gerade die Durchstoßpunkte A_n bzw. A_s dieses Kreises mit der ungestörten magnetischen Meridianebene der Lagerachse die Extremwerte der gestörten Horizontalintensität H. —

Und zwar liegt (wenn der Südpol des Erzlagers oben ist) $H_{\min}$ im nördlichen Durchstoßpunkte A_n, dagegen $H_{\max}$ im südlichen Durchstoßpunkte A_s des Kreises mit dem genannten Meridian. —

Da dieser Satz für jeden beliebigen Radius r gilt, also für alle um C geschlagenen Kreise der Horizontalebene E, so kann man folgern:

Die Extremwerte H_1 und H_2 aller in einer Horizontalebene E auftretenden Horizontalintensitäten liegen im ungestörten Meridiane der lotrechten magnetischen Achse des Erzlagers. —

Außer den besonderen Punkten, in denen die Extremwerte H_1 und H_2 auftreten, enthält die Ebene E auch noch solche Punkte, in denen die Horizontalintensität H der Größe nach gleich wird der ungestörten Horizontalintensität H_0. Solche Punkte nennt man **„neutrale Punkte“**; und der geometrische Ort aller neutralen Punkte von E heißt **„die neutrale Linie“** dieses Horizontes. —

Da der Horizontalintensität H_0 bei Anwendung der Tangentenmethode bzw. der Sinusmethode bei konstant gehaltener Stabdistanz d_0 ein ganz bestimmter Ablenkungswinkel α_0 entspricht, so hat man zwecks Konstruktion der neutralen Linie im Intensitätsplane einfach jene Punkte miteinander durch eine Kurve zu verbinden, in denen der konstante Ablenkungswinkel α_0 auftritt. —

Bei Anwendung der Dahlblomschen Methode werden die Punkte der neutralen Linie durch die Stabdistanz d_0 charakterisiert, die dem magnetisch ungestörten Gebiete entspricht. —

Nun hat im Punkte C der Abb. 11 oder auch der Abb. 12 das vertikal stehende Erzlager keine Horizontalintensität H_L; d. h. es wird in diesem Punkte $H_L = 0$. Für $H_L = 0$ ist aber nach 70) $H = H_0$ (neutraler Punkt!), daher der Satz:

Der Durchstoßpunkt C der lotrechten Achse des Erzlagers mit einem beliebigen Horizonte E liegt auf der neutralen Linie dieses Horizontes.

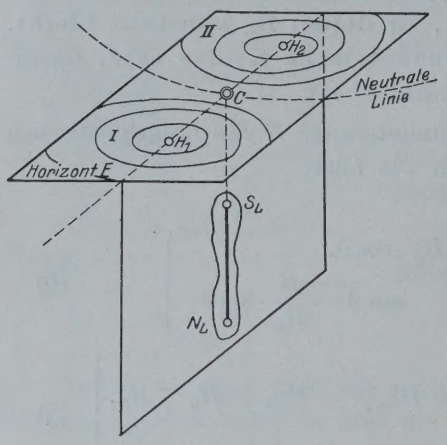


Abb. 11.

Und damit hat man die Grundlagen für die Ermittlung des gesuchten Achsenpunktes C gewonnen:

Man konstruiert im Intensitätsplane die Kurven mit gleicher Horizontalintensität H, welche naturgemäß in 2 Gruppen zerfallen müssen.

In eine Gruppe I, für welche $H > H_0$
und „ „ II, „ „ $H < H_0$
ist. (Abb. 11.)

Beide Gruppen sind durch die „neutrale Linie" voneinader getrennt, längs welcher $H = H_0$ wird. Die Kurven jeder dieser beiden Gruppen werden immer enger und enger, und konvergieren schließlich gegen die entspreshenden Extremwertspunkte H_1 und H_2.

Diese beiden miteinander verbunden ergeben die Schnittgerade G des ungestörten magnetischen Meridians der Lagerstättenachse mit dem Horizonte E. Der Schnittpunkt dieser Geraden G mit der neutralen Linie ist der gesuchte Achsenpunkt C.

Bemerkungen über den Verlauf der neutralen Linie. (Abb. 10.)

In einem Punkte der neutralen Linie muß $H = H_0$ sein. Für einen solchen Punkt ist aber nach 70)

$$0 = H_L^2 - 2\,H_0\,H_L \cdot \cos\delta_0$$

$$\underline{\cos\delta_0 = \frac{H_L}{2\,H_0}}; \quad \text{daraus} \quad \underline{\delta_{01} = \delta_0}; \cdot \underline{\delta_{02} = -\delta_0}; \qquad 72)$$

Die Konstruktion von δ_0 auf Grund der Gleichung 72) ist in Abb. 10 punktiert angedeutet. — Aus 72) folgt:

$$\delta_0 = \arccos\left(\frac{H_L}{2\,H_0}\right). \qquad 73)$$

Differenziert man diese Gleichung mit Beachtung des Umstandes, daß H_0 konstant ist, so kommt:

$$\underline{d\,\delta_0} = -\frac{1}{\sqrt{1-\left(\frac{H_L}{2\,H_0}\right)^2}} \cdot \frac{d\,H_L}{2\,H_0} = -\underline{\frac{d\,H_L}{\sqrt{4\,H_0^2 - H_L^2}}}. \qquad 74)$$

Aus 72) folgt, daß δ_0 nur dann reell ist, wenn

$$|\cos\delta_0| \leqq 1, \qquad \underline{H_L \leqq 2\,H_0}$$

ist. Daher der Satz:

Punkte, in denen $H_L > 2\,H_0$ ist, können niemals neutrale Punkte sein! Punkte dagegen, in denen $H_L \leqq 2\,H_0$ ist, können möglicherweise neutrale

Punkte sein. Und zwar sind sie es dann, aber auch nur dann, wenn der ihnen zugeordnete Polarwinkel δ der Gleichung 72) genügt. —

H_L ist nämlich lediglich eine Funktion des Achsenabstandes r. (Vergleiche Abb. 10.)

H_0 ist eine Konstante im ganzen Aufnahmsgebiete.

Somit ist für alle Punkte des Kreises (r) auch der Quotient $\left(\frac{H_L}{2\,H_0}\right)$ konstant, oder anders gesprochen, der Quotient $\left(\frac{H_L}{2\,H_0}\right)$ ist eine Funktion von r allein.

Wird also die Bedingung

$$\underline{H_L \leqq 2\,H_0}$$

auch nur von einem Punkte des Kreises (r) erfüllt, dann müssen alle Punkte der Kreisperipherie dieser Bedingung genügen. Und dennoch gibt es auf der Kreisperipherie nur zwei ganz besondere Punkte, in denen die zugeordneten Polarwinkel δ_0 der Gleichung 72) genügen, und diese Punkte sind die neutralen Punkte A_{01} und A_{02} in Abb. 10.

Speziell für $\underline{H_L = 2\,H_0}$ ist nach 72)

$$\cos\delta_0 = 1\,; \qquad \delta_{01} = \delta_{02} = 0\,,$$

d. h.: In dem besonderen Falle $(H_L = 2\,H_0)$ rücken die beiden neutralen Punkte A_{01} und A_{02} in einem einzigen Punkt der zugeordneten Kreisperipherie zusammen, oder besser gesagt, sie rücken unendlich nahe aneinander und bilden dann zwei unendlich nahe benachbarte Punkte der neutralen Linie. Die letztere muß daher den zugeordneten Kreis in diesen beiden Punkten berühren.

Ist endlich für einen Kreispunkt $H_L > 2\,H_0$, dann gilt diese Bedingung in allen Kreispunkten, woraus folgt, daß auf dem betreffenden Kreise kein neutraler Punkt liegen kann.

Daher bekommt man den Satz:

Schlägt man um die lotrechte magnetische Achse einer Erzlagerstätte einen Kreis vom Radius r, dem der Wert H_L zugeordnet ist, dann wird dieser Kreis die neutrale Linie $\left\{\begin{array}{l}\text{schneiden,}\\ \text{berühren,}\\ \text{oder nicht schneiden,}\end{array}\right\}$ je nachdem auf der Kreisperipherie $H_L \gtreqless 2\,H_0$ ist.

Für den allgemeinen Verlauf der neutralen Linie ist das Maximum von H_L bestimmend, und zwar hat man 3 Fälle zu unterscheiden, je nachdem $(H_L)_{\max} \gtreqless 2\,H_0$ ist. Nachstehend werden nacheinander alle 3 Fälle besprochen.

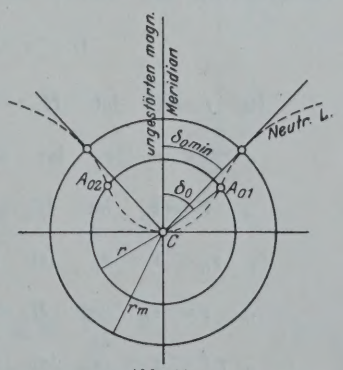


Abb. 12.

1. Fall: $\underline{(H_L)_{\max} < 2\,H_0}$; Abb. 12. Ist diese Bedingung erfüllt, dann ist für jeden Wert von r, von $r = 0$ bis $r = \infty$, die Bedingung $H_L < 2\,H_0$ gesichert. Mithin scheidet jeder beliebige um C geschlagene Kreis die neutrale Linie in 2 Punkten. Bezeichnet man den Kreisradius, der zu $(H_L)_{\max}$ gehört, mit r_m, dann wird:

Im Intervalle von $r = 0$ bis $r = r_m$ ist $dH_L > 0$ also nach 74) $d\delta_0 < 0$. Mithin nimmt in diesem Intervalle δ_0 beständig ab.

Für $r = 0$ ist $H_L = 0$, also nach 72) $\cos \delta_0 = 0$; $\delta_{01} = +90$; $\delta_{02} = -90^0$,

„ $r = r_m$ ist $H_L = (H_L)_{\max}$, also nach 73) $\delta_0 = \text{arc cos}\left(\frac{H_L}{2 H_0}\right) = (\delta_0)_{\min}$,

„ $r_m < r < \infty$ ist $d H_L < 0$, also $d \delta_0 > 0$.

Mithin nimmt in diesem Intervall δ_0 beständig zu.

„ $r = \infty$ ist $H_L = 0$, also nach 72) $\cos \delta_0 = 0$; $\delta_{01} = +90$; $\delta_{02} = -90^0$.

Mithin zeigt die Kurve den in Abb. 12 angedeuteten Verlauf. Sie hat im Punkte C, also für $r = 0$ eine zum ungestörten magnetischen Meridian normale Tangente, weil dort $\delta_{01} = 90^0$ und $\delta_{02} = -90^0$ ist; dieselben Verhältnisse ergeben sich für $r = \infty$, also für die unendlich fernen Punkte der Kurve, welche eine zum ungestörten Meridian normale Asymptote haben. — Das Minimum des Polarwinkels δ_0 tritt ein für $r = r_m$. —

2. Fall: $(H_L)_{\max} = 2 H_0$. Für diesen, praktisch wohl kaum eintretenden Grenzfall ist

für $r = 0$ $H_L = 0$, $\cos \delta_0 = 0$, $\delta_0 = \pm 90^0$

„ $0 < r < r_m$ $d H_L > 0$, $d \delta_0 < 0$ (also δ_0 abnehmend),

„ $r = r_m$ $H_L = (H_L)_{\max} = 2 H_0$; $\cos \delta_0 = 1$; $\delta_0 = \pm 0$,

„ $r_m < r < \infty$ $d H_L < 0$, $d \delta_0 > 0$ (also δ_0 zunehmend),

„ $r = \infty$ $H_L = 0$, $\cos \delta_0 = 0$; $\delta_0 = \pm 90^0$.

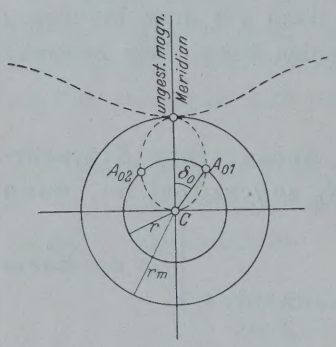


Abb. 13.

Mithin zeigt die neutrale Linie den in Abb. 13 angedeuteten Verlauf.

3. Fall: $(H_L)_{\max} > 2 H_0$. H_L nimmt vom Anfangswerte 0 bis zum Höchstwerte $(H_L)_{\max} > 2 H_0$ beständig zu, und von da ab wieder kontinuierlich bis zum Grenzwerte 0 ab.

Mithin gibt es einen Radius $r_0 < r_m$ und einen Radius $r_0 > r_m$ } für welche $H_L = 2 H_0$ wird.

Zwischen diesen beiden Radien existieren keine neutralen Punkte, weil zwischen ihnen überall $H_L > 2 H_0$ ist. — Mithin empfiehlt sich für die Diskutierung der Kurve die Intervallfestsetzung:

$$0 < r < r_0; \quad r_0 < r < r_0'; \quad r_0' < r < \infty;$$

für $r = 0$ ist $H_L = 0$; $\cos \delta_0 = 0$; $\delta_0 = \pm 90^0$,

„ $0 < r < r_0$ ist $d H_L > 0$, also $d \delta_0 < 0$, (δ_0 nimmt beständig ab),

„ $r = r_0$ ist $H_L = 2 H_0$; $\cos \delta_0 = 1$; $\delta_0 = \pm 0$,

„ $r_0 < r < r_0'$ ist $H_L > 2 H_0$ (also keine neutralen Punkte möglich),

„ $r = r_0'$ ist $H_L = 2 H_0$; $\cos \delta_0 = 1$; $\delta_0 = \pm 0$,

„ $r_0' < r < \infty$ ist $d H_L < 0$, also $d \delta_0 > 0$ (δ_0 nimmt beständig zu),

„ $r = \infty$ ist $H_L = 0$, also $\cos \delta_0 = 1$; $\delta_0 = \pm 90^0$.

Mithin hat die neutrale Linie den in Abb. 14 dargestellten Verlauf. — Sie zerfällt in 2 Äste *I* und *II*, welche mit dem ungestörten magnetischen Meridian von *C* drei verschiedene Schnittpunkte C, C_I, C_{II} ergeben, von denen aber nur der erste, *C* der Durchstoßpunkt der Erzlagerachse mit dem gewählten Horizonte ist. —

Konstruiert man also im Intensitätsplane etwa mit Hilfe der Ablenkungswinkel $\alpha = \alpha_0$ Bruchteile der neutralen Linie, dann kann man von vornherein nicht sagen, welcher von den drei gefundenen Schnittpunkten mit dem ungestörten Meridian der Erzlagerachse der richtige bzw. gesuchte Achsendurchstoßpunkt *C* ist.

Jeder Zweifel aber wird sofort beseitigt, wenn man beachtet, daß im Punkte *C* $H_L = 0$ sein muß, während in den Punkten C_I und C_{II} $H_L = 2\,H_0$ ist.

Man hat also für die drei gefundenen Punkte etwa aus den benachbarten Beobachtungswerten das zugeordnete H_L nach Formel 66) zu berechnen und dann jenen Punkt als Achsendurchstoßpunkt *C* zu klassifizieren, in dem $H_L \doteq 0$ ist.

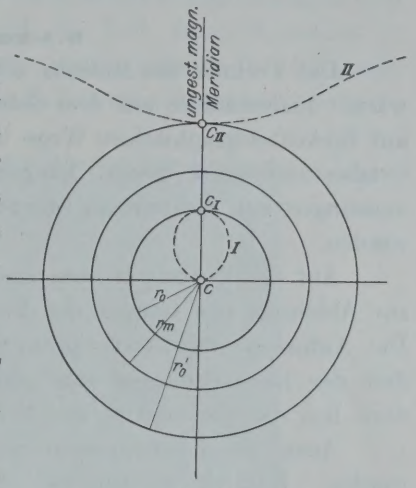


Abb. 14.

Zum Schlusse sei es mir noch gestattet, anhangsweise eine vierte Methode zur Messung der Horizontalintensität anzugeben.

Man dreht das horizontierte Instrument bei entferntem Stabmagneten so lange um seine Stehachse, bis der Dahlblomsche Arm in die Richtung der Magnetnadel fällt, also die Nadel auf 30^0 einspielt. Hernach legt man den Magnetstab auf den Schlitten dieses Armes und verstellt ihn so lange, bis die Nadel die Normalstellung zur Stabachse erreicht, also die Ablesung 60^0 liefert. Die zugeordnete Stabdistanz *d* wird notiert.

Infolge der Normalstellung der Nadel gilt Satz 3. Mithin wird nach Abb. 15

$$H = P \cdot \cos\theta \overset{15)}{=} c\,m\,M \cdot \frac{\sin\lambda}{r_1^2 \sin(\theta - \theta_2)} \cdot \cos\theta, \qquad 75)$$

wobei r_1^2, λ, θ_2 und θ nach 35) zu berechnen ist.

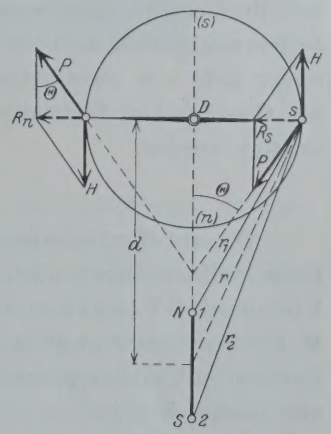


Abb. 15.

Für näherungsweise Rechnung hat man:

$$\frac{\sin\lambda}{\sin(\theta - \theta_2)} \doteq \frac{4\,L}{r + 2\,L},$$

also

$$H \doteq c\,m\,M \cdot \frac{4\,L}{r_1^2\,(r + 2\,L)} \cdot \cos\theta. \qquad 76)$$

Ist *r* sehr groß im Vergleiche zu 2 *L*, so hat man wie früher

$$r_1 \doteq r;\ (r + 2\,L) \doteq r,$$

also

$$H \doteq c\,m\,M \cdot \frac{4\,L}{r^3} \cos\theta \doteq \left\{ \begin{matrix} r \doteq d \\ \theta \doteq 0 \end{matrix} \right\} \doteq c\,m\,M \cdot \frac{4\,L}{d^3}. \qquad 77)$$

Bestimmung der Temperatur- und der Luftdichtekonstanten von Schwerkraftpendeln nach dem Zweipendelverfahren.

Von
H. Schmehl und **W. Jenne** in Potsdam.

Die Technik des Messens schreitet auf allen Gebieten der höheren Geodäsie vorwärts. Insbesondere auf dem Gebiet der Zeitmeßkunde sind durch Verwendung der auf funkentelegraphischem Wege übermittelten Zeitzeichen einerseits die geographischen Ortsbestimmungen (geogr. Längenbestimmungen), andererseits die relativen Pendelmessungen zur Bestimmung des Schwerkraftfeldes des Erdkörpers wesentlich gefördert worden.

Auf den Pendelstationen sind die zeitraubenden astronomischen Zeitbestimmungen zur Ableitung des Ganges der Beobachtungsuhr fast gänzlich in Fortfall gekommen. Die Aufnahme funkentelegraphischer Zeitsignale ermöglicht es, nicht nur die Zeit der Beobachtungen sehr abzukürzen, sondern sie trägt auch in hohem Grade dazu bei, die Genauigkeit der Messungen zu erhöhen.

Auch die Pendelapparatur ist im Laufe der letzten Jahre ständig verbessert worden. Endlich wurden die Beobachtungsverfahren in neuester Zeit weitgehend verfeinert.

Insbesondere gelangt das Verfahren der Beobachtung zweier gleichzeitig in einer Ebene gegeneinander schwingender Pendel in steigendem Maße zur Anwendung, da es den störenden Einfluß des Mitschwingens des Pendelstativs sehr vermindert, zum Teil gänzlich aufhebt[1 bis 4]). Im folgenden soll beschrieben werden, wie das Zweipendelverfahren bei der Bestimmung der Temperatur- und der Dichtekonstanten von vier Halbsekunden-Invarpendeln in dem neuen Vierpendel-Vakuumapparat des Geodätischen Institutes in Potsdam vorteilhaft verwendet worden ist.

Da die Art der Beobachtungen und ihrer Reduktionen in vielen Punkten von der bisher gebräuchlichen Art abweicht, erscheint es angebracht, die Beobachtungen und die Berechnungen wenigstens für ein Pendelpaar etwas ausführlicher darzustellen. Insbesondere sind auch in der folgenden Darstellung die in letzter Zeit in nicht geringer Zahl von auswärtigen und ausländischen Beobachtern an die Schwereabteilung des Geodätischen Institutes gerichteten Fragen nach Möglichkeit vollständig berücksichtigt worden.

1. Die Apparatur.

Die zur Bestimmung der Temperatur- und der Dichtekonstanten von vier neuen Invar-Halbsekundenpendeln dienenden Beobachtungen wurden ausgeführt in dem neuen Vierpendel-Vakuumapparat, der von dem Mechaniker des Geodätischen Institutes M. Fechner angefertigt ist. Dieser Topfapparat ist in seiner Grundform dem einfachen Zweipendel-Vakuumapparat ähnlich, der an anderer Stelle dieser Zeitschrift abgebildet und beschrieben ist[7]).

Die in Abb. 1 wiedergegebene Photographie zeigt den neuen Vierpendel-Vakuumapparat in geöffnetem Zustande etwa im Maßstab 1 : 12, dazu den Deckel (D) des Apparates, eins der vier Pendel (P), das Niveau (N) zum Horizontieren der Pendellagerflächen und eins der zwei optischen Spiegel- und Prismensysteme, eine sogenannte optische Brücke (B).

Von den verschiedenen Neuerungen, die der Pendelapparat gegenüber älteren Apparaten aufweist, seien hervorgehoben: eine Vorrichtung, die es gestattet, die Pendel

nach jeder Beobachtung einzeln auf die gleichen Stellen der Lagerflächen zu bringen; eine Einrichtung, die dazu dient, mehrere Pendel gleichzeitig oder auch nahezu gleichzeitig in Bewegung zu setzen; eine optische Brücke, die so hergestellt ist, daß die Lichtwege für alle vier Pendel gleich lang sind. Die ersterwähnten Einrichtungen sind von E. Brennecke entworfen und in den „Verhandl. der Balt. Geod. Kommission" (Helsingfors 1928) eingehend beschrieben[8]); die zweite (neue) optische Brücke wurde von H. Schmehl angegeben. Die erste (ältere) ist von E. Borrass konstruiert worden.

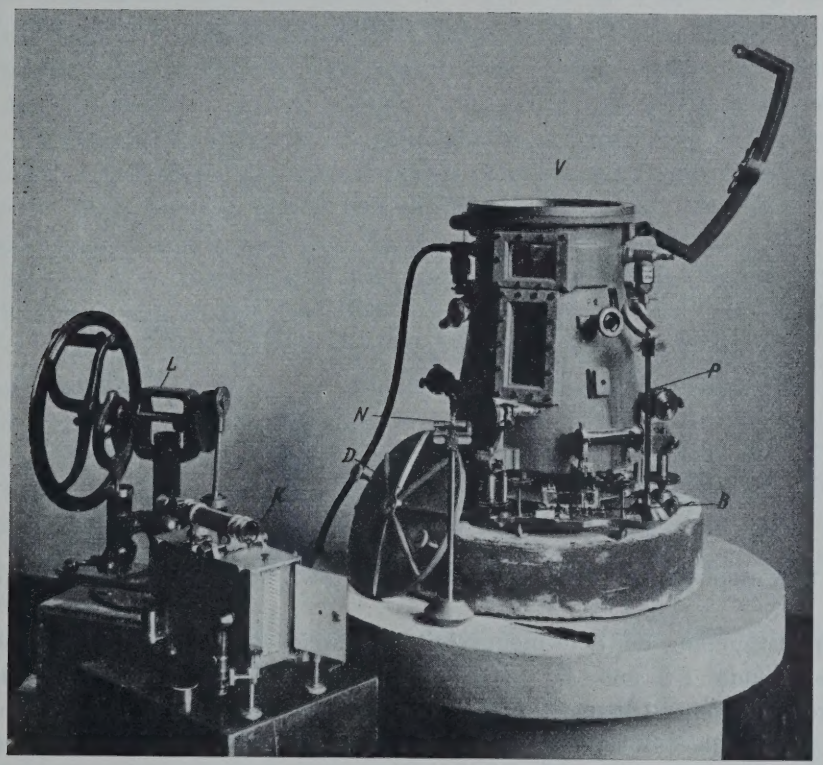


Abb. 1. Die Pendelapparatur.
V Vierpendel-Vakuumapparat, *D* Deckel, *B* optische Brücke, *N* Niveau, *P* Pendel, *K* Koinzidenzapparat, *L* Luftpumpe.

Während sich bei der Benutzung der ersten Brücke die Lichtwege zu den Pendeln *F 9* und *F 12* in ihrer Länge um 45 mm unterscheiden, sind alle vier Lichtwege bei Verwendung der zweiten Brücke gleich lang. Die zweite Brücke besitzt den Vorzug, daß zur Beobachtung der vier Pendel eine einzige Einstellung des Fernrohrauszuges am Koinzidenzapparat erforderlich ist, um die Amplituden und die Koinzidenzblitze von allen vier Pendeln scharf zu erkennen; insbesondere bei kleineren Entfernungen des Koinzidenzapparates vom Pendelapparat wird dieser Umstand angenehm empfunden. Bei photographischer Pendelregistrierung, worauf bei dem Bau des Pendelapparates genügend Rücksicht genommen ist, fällt der Vorteil der neuen Brückenkonstruktion noch weit mehr ins Gewicht. Schließlich trägt die Brücke dazu bei, die Berechnung der Pendelamplituden zu egalisieren.

Hinsichtlich der Beobachtungen nach dem Zweipendelverfahren sei hervorgehoben, daß bei Verwendung der alten Brücke die Lichtwege zu zwei just einander gegenüberhängenden Pendeln verschieden sind, wie aus der Abbildung ersichtlich ist. Bei den

Beobachtungen mit Benutzung der neuen Brücke wird es nicht als störend empfunden, daß im Fernrohr die Koinzidenzblitze von zwei einander gegenüberhängenden Pendeln nicht unmittelbar nebeneinander erscheinen.

Es sei endlich noch erwähnt, daß in den vielfach verwendeten Vierpendel-Haubenapparaten das neue optische System ohne Schwierigkeit eingebaut werden kann.

Die vier Halbsekundenpendel (*F9*, *F10*, *F11*, *F12*) des Apparates besitzen die v. Sternecksche ⊤-Form (s. Abb. 1); sie sind von M. Fechner aus Invar gefertigt und galvanisch vergoldet. Um die Pendel nach dem Zweipendelverfahren beobachten zu können, wurde bei der Anfertigung großes Gewicht auf eine möglichst

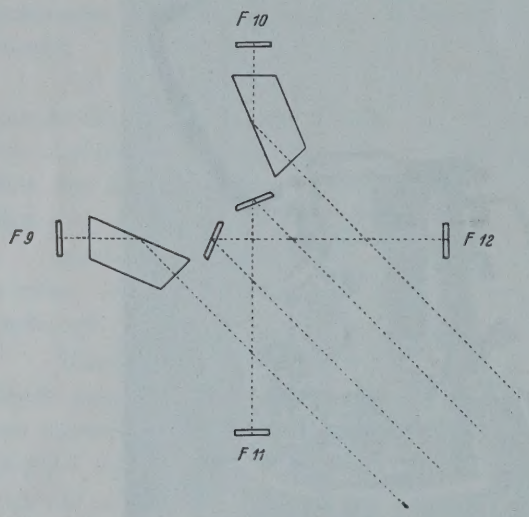


Abb. 2. Erste optische Brücke (Borrass).

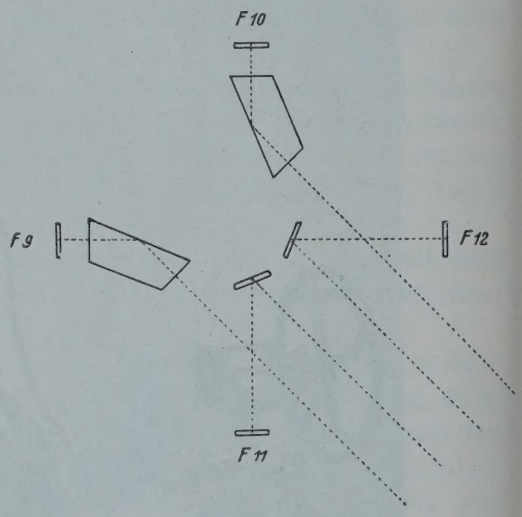


Abb. 3. Zweite optische Brücke (Schmehl).

gute Übereinstimmung der Schwingungszeiten je zweier Pendel gelegt. Die Schwingungszeiten der Pendel *F9* und *F12* stimmten bereits auf Grund der Abstimmung des Mechanikers, der eine Übereinstimmung der Koinzidenzzeiten bis auf 0,1 s zu erzielen gewohnt ist, in überraschender Weise bis auf $12 \cdot 10^{-7}$ s überein, was in erster Linie dem Zufall zu verdanken ist. Die Schwingungszeiten der Pendel *F10* und *F11* wurden in der Weise bis fast zu dem gleichen Grade der Übereinstimmung gebracht, daß in die Linse des Pendels *F10* von unten zentrisch ein kleines flaches Loch gebohrt wurde, dessen Dimensionen zuvor aus Schwingungszeitbeobachtungen abgeleitet wurden, die W. Jenne mit Verwendung eines Einpendelstativs ausgeführt hatte. Die Linse des Pendels *F10* ist nach dem Anbohren nochmals vergoldet worden.

Die Schneiden der Pendel sind aus Achat hergestellt. Jedes Pendel trägt oberhalb der Schneide einen Silberspiegel.

Zur Bestimmung der Temperatur dienen zwei Thermometer mit $^1/_5$-Gradeinteilung. Das erste (Magazinthermometer) ist vorn im Apparat hinter dem großen Fenster angebracht, das zweite ist im Zentrum des Apparates befestigt.

Die von der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt in Charlottenburg ermittelten Korrektionen der Thermometerangaben sind:

(Siehe Tabelle auf nächster Seite.)

Die zur Bestimmung der Pendelkonstanten notwendigen verschiedenen Temperaturen werden in einem kubischen, elektrisch heizbaren Kasten[5]) erzeugt. Mit Hilfe von Regulierwiderständen ist jeder erforderliche Wärmezustand herstellbar. Zur Gewinnung tieferer Temperaturen wird Eiskühlung verwendet; die Deckplatte des

ϑ	Magazinthermometer Nr. 1738 PTR 1000 (1928)	Thermometer Nr. 1739 PTR 999 (1928)
0° C	− 0,02°	− 0,04°
+ 10	− 0,04	− 0,06
+ 20	0,00	− 0,06
+ 30	0,00	− 0,06
+ 40	0,00	− 0,08
Druckkoeffizient:	$75 \cdot 10^{-6}$ mm	$123 \cdot 10^{-6}$ mm

Heizkastens kann durch einen Eisbehälter ersetzt werden. — In jeder der vier Seitenwände des Heizkastens befinden sich zwei kleine Löcher, durch die dünne Schnüre zu den Amplitudenhebeln geführt werden. Die Anordnung der Heizlamellen in den Wänden des Heizkastens gestattet es nicht, genügend Durchbohrungen in den Wänden aufzunehmen, mittels derer die oben erwähnte Vorrichtung zum gleichzeitigen Loslassen zweier Pendel hätte benutzt werden können. Um auch dann, wenn der Pendelapparat im Heizkasten steht, gleichzeitig zwei Pendel mit einer Hand in Bewegung setzen zu können, sind an den Innenwänden des Kastens kleine Rollen angebracht, über die die Amplitudenschnüre in geeigneter Weise geleitet werden. Diese einfache Anordnung genügte den bei den Konstantenbestimmungen gestellten Anforderungen.

Das Magazinthermometer im Pendelapparat ist umgeben von den Schenkeln eines verkürzten Quecksilberbarometers, das den im Innern des Apparates herrschenden Luftdruck anzeigt, sofern dieser kleiner als 75 mm ist. Eine kleine Doppelkolben-Ölpumpe (L) dient zum Auspumpen des Pendelapparates. Die Bestimmung eines im Pendelapparat herrschenden Luftdruckes > 75 mm vermitteln die Ablesungen an einem Quecksilbermanometer und an einem gewöhnlichen Quecksilberbarometer.

Ein Hygrometer im Innern des Topfapparates zeigt den Feuchtigkeitsgehalt der Luft an.

Der Koinzidenzapparat (K) wurde bei den folgenden Beobachtungen von der Sekundenpendeluhr Riefler Nr. 96, die mit einem Nickelstahlpendel und mit einem elektrisch wirkenden Aufzug versehen ist, unter Zwischenschaltung eines Relais betrieben. Die Uhr befindet sich im Keller des zum Geodätischen Institute gehörenden Uhrenhauses; ihr Stand wird täglich auf automatischem Wege mit den Ständen von fünf anderen Präzisions-Sekundenpendeluhren verglichen, insbesondere auch mit dem Stand der Uhr Dencker Nr. 28, die bei den laufenden astronomischen Zeitbestimmungen als Beobachtungsuhr dient.

2. Das Programm der Beobachtungen.

Sämtliche Beobachtungen zur Bestimmung der Temperatur- und der Luftdichtekonstanten der vier Pendel $F9$, $F10$, $F11$, $F12$ wurden in der Weise ausgeführt, daß die Koinzidenzzeiten je zweier in der gleichen Ebene gleichzeitig schwingender Pendel ermittelt wurden. Das Mitschwingen M des Pendelstativs wurde bei jedem Temperatur- und Luftdichtezustand mittels Amplitudenbeobachtungen bestimmt. In dem folgenden Schema bedeutet z. B. $M(9, 12)$ eine Beobachtung des Mitschwingens in der Schwingungsebene der Pendel $F9$ und $F12$, und zwar zeigt das erste Argument 9 in $M(9, 12)$ das treibende Pendel $F9$, das zweite Argument 12 das getriebene Pendel $F12$ an. Weiterhin bedeutet in dem Schema z. B. $9 \mid 12$ eine Beobachtung der Koinzidenzzeiten der Pendel $F9$ und $F12$.

Beobachtungsprogramm.

10|11: Beobachtung der Koinzidenzzeiten der Pendel *F10* und *F11*; *M(10, 11)*: Beobachtung des Mitschwingens des Stativs, *F10* treibendes Pendel, *F11* getriebenes Pendel.

Satz	Temp. °C	Druck mm	Beobachtungen
I	12	755	Satz I, IV, V:
II	12	53	*M(10, 11)*, *10|11*, *12|9*, *12|9*, *10|11*, *M(12, 9)*,
III	5	75	*M(9, 12)*, *12|9*, *10|11*, *10|11*, *12|9*, *M(11, 10)*
IV	5	748	
V	39	753	Satz II, III, VI:
VI	39	52	*M(10, 11)*, *10|11*, *12|9*, *12|9*, *10|11*, *M(12, 9)*
VII	39	59	
VIII	39	754	Satz VII, X, XI:
IX	5	755	*M(9, 12)*, *12|9*, *10|11*, *10|11*, *12|9*, *M(11, 10)*
X	4	53	Satz VIII, IX, XI:
XI	9	44	*M(9, 12)*, *12|9*, *10|11*, *10|11*, *12|9*, *M(11, 10)*,
XII	8	766	*M(10, 11)*, *10|11*, *12|9*, *12|9*, *10|11*, *M(12, 9)*

Das Programm ist symmetrisch zur Mitte in bezug auf die verschiedenen Temperaturen und Luftdichten angelegt. Die Beobachtungen des ersten und des letzten Satzes wurden bei der im Beobachtungsraum herrschenden Temperatur und Luftdichte gestellt. Eine Koinzidenzzeitbeobachtung bei hohem Luftdruck währte 1 Std. 45 Min., eine solche bei tiefem Luftdruck 3 Std. 20 Min. Demzufolge nahm die Beobachtung jedes der zwölf Sätze die gleiche Zeitdauer in Anspruch.

Das Mitschwingen für die Beobachtungen bei tiefem Druck ist nicht so oft bestimmt worden wie für die Beobachtungen bei hohem Druck. Aus vorher angestellten Versuchsbeobachtungen war nämlich hervorgegangen, daß der Unterschied der Schwingungszeiten der Pendel eines Paares bei tiefem Luftdruck geringer war als bei hohem Luftdruck. Je kleiner die Differenz dieser Schwingungszeiten ist, um so kleiner sind allgemein die Korrektionen der Schwingungszeiten (Koinzidenzzeiten) auf starres Stativ; den Werten *M* sind die Korrektionen aber angenähert proportional.

3. Die Beobachtungen.

Nach dem im vorigen Abschnitt mitgeteilten Programm führten H. Schmehl und W. Jenne die Beobachtungen in den Monaten Oktober bis Dezember des Jahres 1928 im Nordostkeller des Geodätischen Institutes aus. Im Gegensatz zu früheren im Institute zur Bestimmung von Pendelkonstanten angestellten Messungen wurden sämtliche Beobachtungen in dem stets geschlossenen Heizkasten auf dem gleichen Pfeiler ausgeführt. Vor und nach jeder Beobachtung wurden Temperatur, Luftdruck und Luftfeuchtigkeit ermittelt. Die Ablesungen an den Thermometern und an dem Barometer nahmen die Beobachter mit Benutzung von vier Stativfernrohren vor.

Mit den Beobachtungen in einem neuen Wärmezustand wurde erst dann begonnen, wenn sich dieser während der Dauer von 48 Stunden als konstant erwiesen hatte. Es kann mit großer Sicherheit damit gerechnet werden, daß die Pendeltemperaturen während der Beobachtungen mit den an den Thermometern abgelesenen Temperaturen übereingestimmt haben. Ein horizontaler Temperaturgradient innerhalb des Pendelapparates kann nur in sehr geringem Maße vorhanden gewesen sein, da die Angaben der beiden Thermometer (nach Anbringen der Korrektionen) niemals um mehr als 0,05° C voneinander verschieden gewesen sind.

Eine Änderung der Temperatur bei niedrigem Luftdruck wurde nie unmittelbar vorgenommen, sondern mit Ausnutzung der Wärmeleitfähigkeit der Luft in der Weise

daß vor der Temperaturänderung Luft in den Apparat eingelassen und 48 Stunden nach Herstellung des neuen Temperaturzustandes wieder herausgepumpt wurde; mit den Pendelbeobachtungen wurde nicht vor Ablauf von weiteren 24 Stunden begonnen.

Während der gesamten sich über einen Zeitraum von neun Wochen erstreckenden Beobachtungsreihe ist im wesentlichen nur eine Störung zwischen Satz V und Satz VI vorgekommen, die dadurch verursacht wurde, daß eine oder mehrere Stopfbuchsen des Pendelapparates in dem mehrtägigen höchsten Temperaturzustand undicht geworden waren. Die ausgetrockneten Lederpackungen wurden in der Werkstatt durch neue

Tabelle 1. Die Beobachtungen.

c = Koinzidenzintervall, $\varphi_9 - \varphi_{12}$ = Phasendifferenz, a = Amplitude.
Eine Beobachtung beginnt zur Zeit t_1 und ist zur Zeit t_2 beendet.

Nr.	c			$\varphi_9 - \varphi_{12}$			a			
							$F12$		$F9$	
	$F12$	$F9$	$F9-F12$	t_1	t_2	Stündl. Änd.	t_1	t_2	t_1	t_2
	30s	30s		180°	180°					
1	− 4,4ms	− 13,9ms	− 9,5ms	− 3,9°	− 14,1°	− 6,8°	25,0′	10,2′	24,3′	9,5′
2	− 2,6	− 16,7	− 14,1	− 1,3	− 16,6	− 10,2	24,2	10,0	24,2	9,6
3	+ 1,4	− 11,6	− 13,0	+ 6,3	− 7,7	− 9,3	24,8	9,6	24,8	10,3
4	− 0,5	− 8,6	− 8,1	− 9,2	− 17,9	− 5,7	22,6	9,7	23,1	8,5
5	+ 233,0	+ 230,2	− 2,8	+ 4,6	− 1,3	− 1,9	26,0	13,7	25,4	13,5
6	+ 233,2	+ 229,7	− 3,5	+ 5,0	− 2,9	− 2,5	26,0	13,1	25,6	13,0
7	+ 228,0	+ 225,6	− 2,4	+ 0,8	− 4,3	− 1,7	23,8	12,0	23,3	10,5
8	+ 228,9	+ 224,6	− 4,3	+ 0,4	− 8,9	− 3,1	26,2	13,6	25,4	11,5
9	+ 1,1	− 12,7	− 13,8	− 10,6	− 25,4	− 9,9	21,6	9,2	23,3	8,7
10	− 1,7	− 11,1	− 9,4	− 0,5	− 10,7	− 6,8	25,0	10,2	24,5	9,8
11	− 3,2	− 11,8	− 8,6	− 5,6	− 14,9	− 6,2	23,5	9,6	22,8	8,7
12	− 3,3	− 15,0	− 11,7	+ 1,3	− 12,7	− 8,4	25,0	9,3	24,4	8,7
13	+ 6,3	+ 2,7	− 3,6	+ 2,6	− 1,3	− 2,6	22,9	8,8	22,3	9,1
14	+ 5,4	+ 1,3	− 4,1	+ 2,0	− 2,4	− 2,9	23,1	8,9	22,4	9,3
15	+ 4,3	+ 2,1	− 2,2	+ 1,2	− 1,2	− 1,6	23,6	9,1	22,4	9,3
16	+ 5,2	+ 1,1	− 4,1	− 0,5	− 4,9	− 2,9	25,0	10,1	24,2	10,1
17	+ 221,0	+ 223,4	+ 2,4	+ 2,4	+ 7,4	+ 1,7	23,1	11,5	23,5	13,7
18	+ 221,8	+ 223,3	+ 1,5	+ 1,8	+ 5,1	+ 1,0	23,8	11,2	23,4	13,4
19	+ 220,2	+ 224,1	+ 3,9	+ 1,8	+ 10,0	+ 2,7	21,0	9,7	19,0	11,5
20	+ 215,5	+ 220,6	+ 5,1	+ 2,6	+ 13,6	+ 3,6	23,4	10,5	19,6	11,9
21	+ 2,7	+ 5,2	+ 2,5	+ 4,7	+ 7,3	+ 1,7	21,2	7,8	18,5	7,9
22	− 0,3	+ 5,6	+ 5,9	+ 1,3	+ 7,6	+ 4,2	22,8	8,9	19,0	8,2
23	+ 8,6	− 1,0	− 9,6	+ 14,9	+ 4,5	− 6,9	20,8	7,3	20,7	9,2
24	+ 1,3	− 0,1	− 1,4	+ 2,0	+ 0,5	− 1,0	21,6	8,2	21,1	8,4
25	− 2,3	− 15,6	− 13,3	+ 5,0	− 9,6	− 9,6	24,0	9,3	22,8	9,1
26	− 4,7	− 4,8	− 0,1	− 0,2	− 0,3	− 0,1	22,0	8,4	16,7	6,7
27	− 6,1	− 8,1	− 2,0	− 14,3	− 16,4	− 1,4	22,9	9,9	21,6	7,5
28	− 3,1	− 4,5	− 1,4	+ 2,7	+ 1,1	− 1,0	23,8	8,9	19,0	7,4
29	+ 242,4	+ 240,6	− 1,8	− 0,3	− 4,1	− 1,2	24,2	13,4	23,2	11,5
30	+ 230,6	+ 234,0	+ 3,4	+ 1,2	+ 8,6	+ 2,4	23,8	11,0	19,3	10,7
31	+ 237,5	+ 238,9	+ 1,4	− 4,3	− 1,2	+ 1,0	23,8	13,8	24,3	11,7
32	+ 236,9	+ 230,3	− 6,6	+ 8,0	− 6,5	− 4,8	23,8	12,7	24,9	12,8
33	− 4,4	− 15,7	− 11,3	− 4,2	− 16,4	− 8,1	22,1	9,2	23,0	8,4
34	− 4,1	− 17,0	− 12,9	− 0,8	− 14,9	− 9,3	23,3	9,5	25,1	9,4
35	− 9,3	− 9,9	− 0,6	+ 1,7	+ 1,0	− 0,4	23,2	8,4	17,3	6,7
36	− 7,3	− 17,4	− 10,1	− 2,9	− 14,1	− 7,3	23,3	9,2	23,9	9,2
Mittel:	+ 75,8	+ 71,3	− 4,5	+ 0,4	− 4,6	− 3,2	23,5	10,2	22,5	9,9

ersetzt. Die Aufstellung des Apparates nach der Reparatur muß nicht so stabil wie vorher gewesen sein, da sich nach dieser das Mitschwingen um etwa 5^{ms} größer herausstellte (s. Tabelle 2).

Die einzelnen Beobachtungsdaten sind aus den Tabellen 1 und 2, die meteorologischen Daten insbesondere aus Tabelle 3 zu ersehen.

Tabelle 2. Reduktion der Koinzidenzintervalle auf starres Stativ.

c^* = Koinzidenzintervall, reduziert auf die Amplitude 16′, auf die Temperatur 0° C, auf den luftleeren Raum und wegen des Uhrganges.

γ_c = Verminderung des Koinzidenzintervalles eines allein schwingenden Pendels infolge der Elastizität des Pendelstativs.

$\Delta(\gamma_c)$ = Reduktion von c^* auf starres Stativ.

Nr.	c^*			γ_c	$\Delta(\gamma_c)$			$c^* + \Delta(\gamma_c)$		
	F12	*F9*	*F9 — F12*		*F12*	*F9*	Mittel	*F12*	*F9*	*F9 — F12*
	$30{,}2^s$	$30{,}2^s$	$-3{,}9^{ms}$					$30{,}2^s$	$30{,}2^s$	$-5{,}4^{ms}$
1	$69{,}5^{ms}$	$64{,}6^{ms}$	$-1{,}0^{ms}$	$17{,}3^{ms}$	$+0{,}9^{ms}$	$-0{,}5^{ms}$	$+0{,}2^{ms}$	$70{,}4^{ms}$	$64{,}1^{ms}$	$-0{,}9^{ms}$
2	71,0	61,7	−5,4	17,3	+0,3	+0,2	+0,2	71,3	61,9	−4,0
3	70,7	62,5	−4,3	17,3	−0,8	+0,8	0,0	69,9	63,3	−1,2
4	67,5	64,0	+0,4	17,3	+1,0	−0,3	+0,4	68,5	63,7	+0,6
5	69,5	64,0	−1,6	16,5	+0,2	−0,1	0,0	69,7	63,9	−0,4
6	70,6	64,5	−2,2	16,5	0,0	0,0	0,0	70,6	64,5	−0,7
7	67,2	64,1	+0,8	15,8	+1,1	−1,1	0,0	68,3	63,0	+0,1
8	68,0	62,9	−1,2	15,8	+1,3	−1,3	0,0	69,3	61,6	−2,3
9	69,3	62,5	−2,9	15,1	+0,2	+1,1	+0,6	69,5	63,6	−0,5
10	67,0	64,2	+1,1	15,1	+0,4	−0,2	+0,1	67,4	64,0	+2,0
11	66,6	64,6	+1,9	15,1	+1,1	−0,7	+0,2	67,7	63,9	+1,6
12	66,8	61,6	−1,3	15,1	+0,7	−0,5	+0,1	67,5	61,1	−1,0
13	70,4	64,0	−2,5	14,1	−0,1	+0,1	0,0	70,3	64,1	−0,8
14	69,4	62,3	−3,2	14,1	−0,1	+0,1	0,0	69,3	62,4	−1,5
15	68,1	63,0	−1,2	14,1	+0,2	−0,2	0,0	68,3	62,8	−0,1
16	68,9	61,9	−3,1	14,1	+0,2	−0,2	0,0	69,1	61,7	−2,0
17	71,4	64,8	−2,7	20,0	−1,8	+1,6	−0,1	69,6	66,4	+2,2
18	72,5	65,0	−3,6	20,0	−1,7	+1,2	−0,2	70,8	66,2	+0,8
19	71,5	66,1	−1,5	21,8	−0,6	0,0	−0,3	70,9	66,1	+0,6
20	68,8	64,3	−0,6	21,8	+0,8	−1,7	−0,4	69,6	62,6	−1,6
21	65,8	65,2	+3,3	22,0	+1,3	−1,5	−0,1	67,1	63,7	+2,0
22	63,4	66,0	+6,5	22,0	+2,8	−3,2	−0,2	66,2	62,8	+2,0
23	73,9	61,9	−8,1	22,0	−3,2	+2,7	−0,2	70,7	64,6	−0,7
24	67,5	63,5	−0,1	22,0	−0,1	+0,1	0,0	67,4	63,6	+1,6
25	71,0	64,3	−2,8	21,6	+0,4	−0,2	+0,1	71,4	64,1	−1,9
26	66,5	72,3	+9,7	21,6	+4,8	−6,1	−0,6	71,3	66,2	+0,3
27	63,9	68,2	+8,2	21,6	+3,9	−3,2	+0,4	67,8	65,0	+2,6
28	67,2	71,7	+8,4	21,6	+4,0	−4,9	−0,4	71,2	66,8	+1,0
29	68,6	65,8	+1,1	22,4	+1,9	−2,1	−0,1	70,5	63,7	−1,4
30	63,5	65,8	+6,2	22,4	+2,7	−3,6	−0,4	66,2	62,2	+1,4
31	67,7	66,9	+3,1	25,0	+2,0	−2,0	0,0	69,7	64,9	+0,6
32	68,0	59,9	−4,2	25,0	−1,6	+1,6	0,0	66,4	61,5	+0,5
33	69,4	63,9	−1,6	22,0	+0,6	−0,1	+0,2	70,0	63,8	−0,8
34	70,3	63,5	−2,9	22,0	−1,0	+1,3	+0,2	69,3	64,8	+0,9
35	66,0	70,4	+8,3	22,0	+5,0	−6,5	−0,8	71,0	63,9	−1,7
36	68,7	64,6	−0,2	22,0	−0,3	+0,8	+0,2	68,4	65,4	+2,4
Mittel:	68,5	64,6	0,0	19,2	+0,7	−0,8	0,0	69,2	63,8	0,0

4. Reduktion und Ausgleichung der Beobachtungen zur Bestimmung der Temperatur- und der Luftdichtekonstanten.

Die beobachteten Koinzidenzintervalle c wurden auf die Amplitude 16′, auf starres Stativ und wegen des Uhrganges reduziert. Zur Berechnung der einzelnen Reduktionen dienten die von H. Schmehl abgeleiteten Formeln[9]). Die Temperatur- und die Luftdichtereduktionen der Koinzidenzintervalle c wurden mit Näherungswerten ausgeführt, um die Ausgleichung der Beobachtungen zur Bestimmung der Konstanten mit kleinen Zahlenwerten erledigen zu können. Unter der Annahme, daß sich die Koinzidenzzeiten linear mit der Temperatur ϑ und mit der relativen Luftdichte d ändern, wurden folgende Konstanten k_ϑ^0 und k_d^0 verwendet.

Pendel	k_ϑ^0	k_d^0
F 12	0,80ms	270,0ms
F 9	0,40	270,0.

Die Differenzen der auf diese Weise reduzierten Koinzidenzintervalle gegen ihren Mittelwert sind in der Tabelle 3 als „Beobachtungswerte l“ angegeben.

Die Reduktionen $\Delta(\gamma_c)$ der Koinzidenzintervalle auf starres Stativ, die für das Zweipendelverfahren charakteristisch sind, gibt die Tabelle 2 gesondert[4, 6, 9]). Um die Wirkung dieser Reduktionen deutlich erkennen zu lassen, sind die Werte c^* aufgeschrieben, die die ohne Berücksichtigung der Stativelastizität reduzierten Koinzidenzintervalle darstellen. Insbesondere sind die Werte c^* (in vorgreifender Weise) bereits mit den endgültigen Temperatur- und Dichtekonstanten auf die Temperatur 0° C bzw. auf die relative Luftdichte 0 reduziert.

Die Differenz der Werte c^* für die Pendel *F 12* und *F 9* ist im Mittel $-3{,}9^{ms}$. Betrachtet man die in der Tabelle angegebenen Abweichungen von diesem Mittelwert als zufällige Beobachtungsfehler, was sie selbstverständlich nicht sind, so ist die Fehlerquadratsumme 628,90. Nach Anbringen der Reduktionen $\Delta(\gamma_c)$ vermindert sich die in entsprechender Weise gebildete Quadratsumme um 544,09 auf 84,81. Dieses Ergebnis ist überraschend gut, wenn beachtet wird, daß die Einzelwerte $\Delta(\gamma_c)$ fast durchweg relativ sehr klein sind. Ferner ist hervorzuheben, daß die Mittel aus je zwei zusammengehörigen Werten $\Delta(\gamma_c)$ für die Pendel *F 12* und *F 9* fast gänzlich zu vernachlässigende Größen darstellen.

Die Ausgleichung der Beobachtungen zur Bestimmung der Temperaturkonstanten k_ϑ und der Luftdichtekonstanten k_d stützt sich auf die in der Tabelle 3 angegebenen Zahlenwerte.

Jede Beobachtung liefert eine Fehlergleichung

$$c + k_\vartheta \cdot \vartheta + k_d \cdot d = c_0 + v\,, \qquad 1)$$

k_ϑ, k_d, c_0 sind die Unbekannten, die die Ausgleichung der Beobachtungen liefern muß. Es sei

$$c_0 = c_0^0 - x\,, \quad k_\vartheta = k_\vartheta^0 + y\,, \quad k_d = k_d^0 + z\,, \qquad 2)$$

worin die oberen Indizes Näherungswerte der so gekennzeichneten Größen andeuten. Die Fehlergleichungen nehmen alsdann die Gestalt an

$$x + \vartheta \cdot y + d \cdot z + l = v \qquad 3)$$

mit den „Beobachtungswerten“

$$l = c + k_\vartheta^0\,\vartheta + k_d^0\,d - c_0^0\,. \qquad 4)$$

Die benutzten Werte k_ϑ^0 und k_d^0 sind oben angegeben; für c_0^0 wurde zweckmäßig für jedes Pendel das Mittel der Werte

$$c + k_\vartheta^0\,\vartheta + k_d^0\,d$$

genommen. Die Ausgleichungsrechnung läßt sich vereinfachen, wenn man von jeder Fehlergleichung die mittlere Fehlergleichung

$$x + \vartheta_m y + d_m z + l_m = v_m \qquad 5)$$

subtrahiert; da v_m und l_m verschwinden müssen, entstehen so die Fehlergleichungen

$$(\vartheta - \vartheta_m) y + (d - d_m) z + l = v; \qquad 6)$$

y und z ergeben sich dann aus den Normalgleichungen

$$\left.\begin{aligned} [(\vartheta - \vartheta_m)(\vartheta - \vartheta_m)] y + [(\vartheta - \vartheta_m)(d - d_m)] z + [(\vartheta - \vartheta_m) l] = 0, \\ [(\vartheta - \vartheta_m)(d - d_m)] y + [(d - d_m)(d - d_m)] z + [(d - d_m) l] = 0; \end{aligned}\right\} \qquad 7)$$

Tabelle 3. Bestimmung der Temperatur- und der Luftdichtekonstanten.
ϑ = Temperatur, ϑ_m = mittlere Temperatur,
d = relative Luftdichte, d_m = mittlere relative Luftdichte,
l = „Beobachtungswert“,
v = übrigbleibender Fehler der Ausgleichung.

Nr.	ϑ	$\vartheta - \vartheta_m$	d	$d - d_m$	l		v	
					F 12	*F 9*	*F 12*	*F 9*
1	+11,82°	− 6,10°	0,9570	+0,3177	+2,1ms	−0,5ms	+1,2ms	+0,3ms
2	11,81	− 6,11	9566	+ 3173	+3,0	−2,7	+2,1	−1,9
3	11,94	− 5,98	9395	+ 3002	+1,6	−1,2	+0,7	−0,5
4	11,98	− 5,94	9365	+ 2972	+0,2	−0,8	−0,7	−0,1
5	12,13	− 5,79	0627	− 5766	−2,0	+3,2	+0,5	+0,1
6	12,10	− 5,82	0635	− 5758	−1,1	+3,7	+1,4	+0,7
7	4,70	−13,22	0937	− 5456	−3,5	+3,0	−0,9	−0,8
8	4,48	−13,44	0937	− 5456	−2,5	+1,6	+0,1	−2,2
9	4,67	−13,25	9612	+ 3219	+0,9	−0,3	+0,3	−0,2
10	4,71	−13,21	9611	+ 3218	−1,1	+0,2	−1,8	+0,2
11	4,53	−13,39	9684	+ 3291	−0,8	+0,1	−1,5	+0,1
12	4,70	−13,22	9681	+ 3288	−1,0	−2,7	−1,7	−2,7
13	38,74	+20,82	8511	+ 2118	+2,7	−3,0	+1,1	+0,3
14	39,44	+21,52	8484	+ 2091	+1,8	−4,7	+0,1	−1,4
15	39,23	+21,31	8476	+ 2083	+0,8	−4,3	−0,9	−1,0
16	39,40	+21,48	8454	+ 2061	+1,6	−5,4	−0,1	−2,1
17	39,62	+21,70	0462	− 5931	−1,0	+2,7	+0,4	+2,6
18	38,96	+21,04	0480	− 5913	+0,2	+2,6	+1,6	+2,4
19	38,88	+20,96	0514	− 5879	+0,3	+2,6	+1,7	+2,3
20	38,82	+20,90	0586	− 5807	−1,0	−1,1	+0,4	−1,2
21	38,96	+21,04	8495	+ 2102	−0,4	−3,4	−2,1	−0,1
22	38,70	+20,78	8509	+ 2116	−1,4	−4,3	−3,0	−1,0
23	38,67	+20,75	8580	+ 2187	+3,1	−2,4	+1,5	+0,8
24	38,51	+20,59	8608	+ 2215	−0,2	−3,5	−1,8	−0,2
25	4,75	−13,17	9782	+ 3389	+2,9	+0,2	+2,2	+0,3
26	4,79	−13,13	9760	+ 3367	+2,8	+2,3	+2,1	+2,4
27	4,52	−13,40	9698	+ 3305	−0,8	+1,1	−1,4	+1,2
28	4,58	−13,34	9700	+ 3307	+2,7	+2,9	+2,0	+3,0
29	3,99	−13,93	0539	− 5854	−1,4	+4,0	+1,3	−0,1
30	3,69	−14,23	0806	− 5587	−5,7	+2,4	−3,0	−1,6
31	9,04	− 8,88	0536	− 5857	−2,2	+4,6	+0,5	+1,1
32	8,67	− 9,25	0535	− 5858	−5,5	+1,2	−2,8	−2,3
33	8,51	− 9,41	9712	+ 3319	+1,6	−0,5	+0,8	0,0
34	8,52	− 9,40	9741	+ 3348	+0,9	+0,5	+0,1	+1,0
35	8,22	− 9,70	9775	+ 3382	+2,7	−0,4	+1,8	+0,1
36	8,18	− 9,74	9779	+ 3386	0,0	+1,1	−0,8	+1,6
Summe:	644,96	− 0,16	23,0142	−0,0006	+0,3	−1,2	+1,4	+1,1
Mittel:	17,92	0,00	0,6393	0,0000	0,0	0,0	0,0	0,0

die zur Bildung ihrer Koeffizienten notwendigen Faktoren enthält die Tabelle 3. Für ein Pendel sind demnach 5 Koeffizienten zu bestimmen, für zwei Pendel insgesamt nur 7, eine kleine Zahl, wenn beachtet wird, daß es sich um die Ermittlung von vier Unbekannten handelt.

Die Gewichte der Unbekannten sind für beide Pendel notwendigerweise einander gleich; deshalb braucht ihre Berechnung nur einmal in bekannter Weise ausgeführt zu werden.

Durch Einsetzen der aus 7) ermittelten Werte y und z in 6) ergeben sich die in der Tabelle angegebenen Fehler v und damit die mittleren Fehler der Unbekannten y und z. Für die Pendel *F 12* und *F 9* erhält man auf diese Weise

Pendel	y	z
F 12	$-0{,}04 \pm 0{,}02^{ms}$	$-3{,}8 \pm 0{,}6^{ms}$
F 9	$+0{,}11 \pm 0{,}02$	$+4{,}4 \pm 0{,}6$,

ferner nach 2), wenn die entsprechend berechneten Konstanten der Pendel *F 10* und *F 11* angefügt werden,

Pendel	k_ϑ	k_d
F 12	$0{,}76 \pm 0{,}02^{ms}$	$266{,}2 \pm 0{,}6^{ms}$
F 9	$0{,}51 \pm 0{,}02$	$274{,}4 \pm 0{,}6$
F 10	$0{,}70 \pm 0{,}03$	$276{,}3 \pm 0{,}9$
F 11	$0{,}75 \pm 0{,}03$	$276{,}2 \pm 0{,}9$.

Zur Ermittlung der Konstanten ist es nicht erforderlich, auch x und damit für jedes Pendel die reduzierten Koinzidenzintervalle zu berechnen. In der Tabelle 2 sind sie indessen angegeben; ihre Mittelwerte sind

Pendel	c_0	Diff.
F 12	$30{,}2692^{s} \pm 0{,}6^{ms}$	$-5{,}4^{ms}$
F 9	$30{,}2638 \pm 0{,}6$	

Das Gewicht von c_0 erhält man mit Hilfe der Gleichungen 7) und der Summengleichung der Fehlergleichungen, die ja auch eine Normalgleichung ist.

Der systematische Vorzeichenwechsel in der Reihe der Werte für die Differenzen der beobachteten Koinzidenzintervalle der Pendel *F 12* und *F 9* läßt darauf schließen, daß es Temperatur- und Luftdichtezustände geben muß, für die die beobachteten Koinzidenzintervalle der beiden Pendel übereinstimmen; allgemeiner folgt aus dem Ergebnis der Ausgleichsrechnung, daß

$$c_9 - c_{12} = -5{,}4^{ms} + 0{,}25 \cdot \vartheta - 8{,}2\, d\,,$$

daß also für $\vartheta > 21{,}6^{0}$ C die Koinzidenzintervalle sehr wohl übereinstimmen können, wenn d geeignet gewählt wird, z. B. für $\vartheta = 24^{0}$ und $d = 0{,}07$; für $\vartheta = 18^{0}$ und $d = 0{,}05$ wird $c_9 - c_{12} = -1{,}3^{ms}$.

Zur Untersuchung der Unveränderlichkeit der Pendellängen sind die Unterschiede der reduzierten Koinzidenzzeiten des ersten Satzes gegen die entsprechenden Werte des letzten Satzes gebildet mit dem Ergebnis

Pendel	c red.
F 12	$+0{,}4^{ms}$
F 9	$-1{,}2$;

die Unterschiede sind so gering, daß sie auch wohl allein durch Beobachtungsfehler hervorgerufen sein können.

Bezeichnet man die nach der Ausgleichung übrigbleibenden Fehler der Reihe nach mit v_1, v_2, v_3 usw., bildet man

$$A = [v\,v] - {}^1/_2\,(v_1^2 + v_{36}^2),$$
$$B = (v_1 - v_2)^2 + (v_2 - v_3)^2 + \ldots + (v_{35} - v_{36})^2,$$

und ist die Beziehung

$$2\,A : B = 1 \pm \frac{1}{\sqrt{35}}$$

erfüllt, so stellt sie nach Abbe und Helmert ein Kriterium dafür dar, daß die reduzierten Beobachtungswerte frei von systematischen Einflüssen sind. Es ergibt sich

Pendel	$2\,A : B$
F 12	$0{,}94 \pm 0{,}17$
F 9	$1{,}15 \pm 0{,}17$.

In den Fehlerreihen der Pendelbeobachtungen sind demnach systematische Einflüsse nicht nachweisbar.

Zusammenfassung.

An Hand von Pendelbeobachtungen der Verfasser wird gezeigt, daß die Bestimmung der Temperatur- und der Dichtekonstanten von Schwerkraftpendeln nach dem Zweipendelverfahren gegenüber dem üblichen Einpendelverfahren die Vorzüge bietet, daß

1. die Beobachtungszeit um die Hälfte verkürzt,
2. die Genauigkeit der Konstantenbestimmung erhöht,
3. die Reduktionsarbeit vereinfacht

werden. Die Ausgleichung der Beobachtungen nach Koinzidenzzeiten anstatt nach Schwingungszeiten als auch die Ausgleichung der gesamten Beobachtungen in einem Guß liefern weiterhin beachtenswerte Vorteile.

Literatur.

1. Ph. Furtwängler, Über die Schwingungen zweier Pendel mit annähernd gleicher Schwingungsdauer auf gemeinsamer Unterlage, *Sitzungsber. d. Berl. Akad. 1902, XII, S. 245—253.*
2. F. A. Vening-Meinesz, Bijdragen tot de theorie der slinger-waarnemingen, *Amsterdam 1925, S. 92—101.*
3. F. A. Vening-Meinesz, Observations de pendule dans les Pays-Bas, *Delft 1923, S. 12—49.*
4. H. Schmehl, Über den Einfluß der Elastizität des Pendelstativs auf die Schwingungszeiten zweier gleichzeitig auf demselben Stativ schwingender Pendel, *Zeitschr. f. Geophys.* **3**, *1927, Heft 4, S. 157—160.*
5. L. Haasemann, Bestimmung der Intensität der Schwerkraft auf 35 Stationen in der Nähe des Meridians 9° E. v. G., ferner in Ostpreußen und in den deutschen Mittelgebirgen, *Veröff. d. Kgl. Preuß. Geodät. Inst., Neue Folge Nr. 71. S. 14—17. Berlin 1916.*
6. H. Schmehl, Über ein einfaches „Koinzidenzverfahren", zwei Schwerkraftpendel mit einer vorgegebenen Phasendifferenz in Bewegung zu setzen, *Verhandl. d. Tagung d. Balt. Geodät. Komm. in Riga, S. 97—100, Helsinki 1928.*
7. L. Haasemann, Der Pendelapparat für relative Schweremessungen der deutschen Südpolarexpedition, *Zeitschr. f. Instrumentenkunde,* **22**, *1902, S. 97—103.*
8. E. Kohlschütter, Der neue Pendelapparat des Preußischen Geodätischen Institutes, *Verhandl. d. Tagung d. Balt. Geodät. Komm. in Riga, S. 91—96, Helsinki 1928.*
9. H. Schmehl, Die Reduktion der Koinzidenzzeiten von Pendeln zur Berechnung von Schweredifferenzen, *Zeitschr. f. Geophys.* **5**, *1929, Heft 1, S. 1—15.*

Potsdam, Geodätisches Institut, den 15. April 1929.

Über die barometrische Höhenskale.

Von
H. Ebert in Charlottenburg.
(Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.)

Die Beziehung zwischen dem Luftdruck und der daraus berechneten Höhe hängt von verschiedenen physikalisch-meteorologischen Faktoren ab. Eine wichtige Rolle spielen dabei die Feuchtigkeit, die Temperatur der Luft am Erdboden und die Abnahme der Temperatur der Luft mit der Höhe. Da über die Größe des Einflusses dieser Faktoren die verschiedensten Annahmen gemacht werden können, gibt es eine große Anzahl von numerischen Beziehungen zwischen dem Druck (gemessen in mm Hg) und der Höhe (gemessen in m), die sogenannten barometrischen Höhenformeln oder auch kurz die Höhenskalen. Der Einheitlichkeit und der Sicherung der Ablesungen wegen ist es zweckmäßig, die numerische Beziehung eindeutiger, als es bisher geschah, festzulegen. Insbesondere ist dies für alle Höhenmeß-Instrumente — vor allem für Aneroidbarometer — wichtig, die außer der Einteilung in mm Hg eine besondere Höhenskale haben und einer amtlichen Prüfung unterworfen werden sollen. Es muß dann angegeben sein, wie bei diesen Instrumenten der Barometerstand und die Höhenangabe einander zugeordnet sind. Zur Vereinheitlichung hat die Physikalisch-Technische Reichsanstalt folgende Bekanntmachung im *Reichsministerialblatt 57. S. 291. 1929, Nr. 16* erlassen:

Bekanntmachung über die Höhenskale auf Aneroidbarometern.

Gemäß § 15 der Besonderen Geschäftsordnung für die Physikalisch-Technische Reichsanstalt wird folgendes bekanntgegeben:

Aneroidbarometer mit Höhenskale können vom 1. Okt. 1929 ab nur dann mit einem Prüfungsstempel versehen werden, wenn sie bezüglich der Höhenskale folgenden Bedingungen genügen:

1. Befindet sich auf dem Zifferblatt des Instrumentes kein Hinweis auf die verwendete Höhenskale oder die Aufschrift „Deutsche Höhenskale“, so muß diese so beschaffen sein, daß die zu dem Barometerstand B (in mm Quecksilber) gehörige Höhe z (in m) durch die Beziehung

$$B = 762 \cdot \left[1 - \frac{0{,}005 \cdot z}{283}\right]^{6{,}83}$$

gegeben ist. Die Höhenskale darf die Grenze $z = 6000$ m nicht überschreiten.

2. Entspricht die Höhenteilung einer anderen als der unter 1 genannten Skale, so muß auf dem Zifferblatt ein entsprechender Hinweis (z. B. engl. Höhenskale, Höhenskale nach besonderen Angaben) deutlich lesbar sein. Die genauen Angaben über die verwendete Höhenskale sind der Reichsanstalt bei Beantragung der Prüfung mitzuteilen.

3. Die Höhenskale des Instrumentes darf in ihrer Lage zur Barometerskale an keiner Stelle um mehr als $\pm$ 0,5 mm Quecksilber von dem Sollwert abweichen.

Berlin-Charlottenburg, den 8. April 1929.

Der Präsident
der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.
gez.: Paschen.

Die Ableitung der unter Ziff. 1 der Bekanntmachung gegebenen Formel erfolgt in der üblichen Weise folgendermaßen. Es ist

$$-dp = g \cdot \varrho \cdot dz,$$

wo dp die Druckzunahme bei Zunahme der Höhe um dz, g die Schwerebeschleunigung und ϱ die Dichte der Luft bedeuten. Bezeichnet man mit T die absolute Temperatur, mit t die Temperatur in der gewöhnlichen Zählung, so ergibt sich unter Anwendung des Boyle-Gay-Lussacschen Gesetzes, indem zugleich die absolute Temperatur des Eispunktes mit T_n und der normale Barometerstand mit p_n (= 760 mm Hg) bezeichnet wird,

$$-\frac{dp}{p} = g \cdot \varrho_n \cdot \frac{1}{p_n} \cdot \frac{T_n}{T} \cdot dz = \frac{g \cdot \varrho_n}{p_n} \frac{dz}{1 + \frac{t}{T_n}}. \qquad 1)$$

Nunmehr ist eine Annahme nötig, wie sich die Temperatur der Luft mit der Höhe ändert. Wir setzen an, daß diese Änderung linear mit der Höhe verläuft, also

$$t = t_0 - \alpha z. \qquad 2)$$

Dann wird

$$-\frac{dp}{p} = \frac{g \cdot \varrho_n}{p_n} \cdot \frac{dz}{1 + \frac{t_0}{T_n} - \frac{\alpha z}{T_n}} = \frac{g \cdot \varrho_n}{p_n} \cdot \frac{T_n}{T_n + t_0} \cdot \frac{dz}{1 - \frac{\alpha \cdot z}{T_n + t_0}}$$

$$= \frac{-g \cdot \varrho_n \cdot T_n (T_n + t_0)}{p_n (T_n + t_0) \cdot \alpha} d \ln \left(1 - \frac{\alpha z}{T_n + t_0}\right)$$

$$d \ln p = + \frac{g \cdot \varrho_n \cdot T_n}{p_n \cdot \alpha} d \ln \left[1 - \frac{\alpha \cdot z}{T_n + t_0}\right]$$

$$= A \cdot d \ln \left[1 - \frac{\alpha \cdot z}{T_n + t_0}\right]$$

und integriert

$$\ln \frac{p}{p_0} = A \cdot \ln \left[1 - \frac{\alpha z}{T_n + t_n}\right]$$

$$\frac{p}{p_0} = \left[1 - \frac{\alpha \cdot z}{T_n + t_0}\right]^A, \qquad 3)$$

wenn dem Druck p_0 die Höhe 0 zugeordnet wird.

Gl. 3) ist die Grundlage der in der erwähnten Bekanntmachung aufgeführten Formel.

Es steht noch aus, die Zahlenwerte zu begründen. Hier sind in den einzelnen Ländern sowohl, wie auch von einzelnen Forschern verschiedene Angaben gemacht. Um in Deutschland eine Einheitlichkeit zu erzielen, wird, bis etwa eine internationale Abmachung andere Vorschläge bringt, folgendes angenommen:

Der Druck p_0 für die Höhe 0 wird zu 762 mm Hg festgesetzt. Dies entspricht, wie ein Blick auf die Jahres-Isobarenkarte Deutschlands lehrt, dem mittleren Barometerstand[1]) im Meeresniveau.

Die Größe α, also die Neigung der zt-Kurve, wird zu $0{,}005^0/\text{m} = 0{,}00005^0/\text{cm}$ angenommen. t_0, die Temperatur für die Höhe 0, sei 10^0. Mit diesen Werten bestimmt sich die Größe A zu 6,831; denn es ist

$$A = \frac{g \cdot \varrho_n \cdot T_n}{p_n \cdot \alpha} = \frac{980{,}6 \cdot 0{,}0012928 \cdot 273}{980{,}6 \cdot 76 \cdot 13{,}596 \cdot 0{,}00005} = 6{,}83.$$

[1]) S. Klima-Atlas von Deutschland. Berlin 1921. Die Jahresisobare für 762 mm verläuft zwischen 51° und 52° Breite.

Man erkennt, daß bei dieser Art der Berechnung, insbesondere weil eine Veränderlichkeit der Schwerebeschleunigung mit der Höhe nicht angenommen ist, die Dichte des Quecksilbers, nicht aber der Wert der Schwerebeschleunigung eine Rolle spielt.

Es ist ferner in dieser Formel angenommen, daß die relative Feuchtigkeit der Luft 0% ist und die Luft selber in allen Höhen die gleiche Zusammensetzung hat.

Zur Erleichterung des Gebrauches ist bis zu 6000 m Höhe in Abständen von 100 zu 100 m eine Tabelle aufgestellt, die in der ersten Spalte die Höhe z und in der zweiten den dazugehörigen Barometerstand (B) enthält.

Tabelle 1.

z in m	B in mm Hg	z in m	B in mm Hg	z in m	B in mm Hg
0	762,00	2000	596,00	4000	461,90
100	752,84	100	588,58	100	455,93
200	743,80	200	581,26	200	450,04
300	734,84	300	574,00	300	444,20
400	725,97	400	566,81	400	438,44
500	717,18	500	559,70	500	432,74
600	708,49	600	552,68	600	427,10
700	699,90	700	545,73	700	421,51
800	691,41	800	538,85	800	416,01
900	683,00	900	532,04	900	410,55
1000	674,65	3000	525,31	5000	405,15
1100	666,39	100	518,63	100	399,81
1200	658,25	200	512,05	200	394,54
1300	650,18	300	505,54	300	389,33
1400	642,20	400	499,12	400	384,16
1500	634,29	500	492,75	500	379,09
1600	626,46	600	486,44	600	374,05
1700	618,72	700	480,20	700	369,07
1800	611,08	800	474,04	800	364,14
1900	603,51	900	467,93	900	359,27
2000	596,00	4000	461,90	6000	354,46

Nach dem 1. Okt. 1929 müssen also die Höhenskalen auf den Aneroidbarometern bestimmten Vorschriften genügen. Sofern ein solches Instrument eine Höhenskale trägt und keinerlei Aufschriften hat, muß die Höhenskale den Bedingungen unter 1) der angeführten Bekanntmachung folgen. Im anderen Falle muß das Instrument einen besonderen Hinweis — etwa in Form „Höhenskale nach besonderen Angaben“ — dafür tragen, daß eine andere Grundlage verwendet wurde. Damit auch diese Höhenskale einer Prüfung unterzogen und vom Bezieher des Instrumentes richtig benutzt werden kann, ist es weiter nötig, daß die verwendete Grundlage dieser Skale bekanntgegeben wird, um auch in einem auszustellenden Prüfschein aufgenommen zu werden.

Es mögen einige Beispiele anderer Höhenskalen folgen, damit man besser erkennt, was bei Angabe über die Grundlage der Höhenskale beachtet werden muß[1]). So ist in Amerika eine Höhenskale ähnlicher Gestalt üblich, wie wir sie oben kennengelernt haben. Der Feuchtigkeitsgehalt der Luft ist ebenfalls $=0\%$ gesetzt, die Temperatur am Erdboden $(t_0) = 15^0$ und der Anfangsdruck $p_0 = 760$ mm Hg. Die Abnahme der

[1]) S. Bericht von Wendroth-Koppe, Vgl. Druck- u. Temperaturverteilung in der Deutschen-Internationalen-Amerikanischen und Japanischen Normalatmosphäre; Deutsche Versuchsanstalt für Luftfahrt, Berlin-Adlershof 1928. Für die Überlassung dieses Berichtes wird der DVL bestens gedankt.

Temperatur mit der Höhe ist auch linear angenommen, aber der Koeffizient α der Formel 2) ist $= 0{,}0065^0/\text{m}$, so daß jene Gl. 2) lautet: $t = 15 - 0{,}0065\,z$. Diese Annahmen, in Gl. 3) eingesetzt, ergeben die Beziehung:

$$p = p_0 \left(1 - \frac{0{,}0065 \cdot z}{288}\right)^{5{,}256}, \qquad 4)$$

in der z ebenfalls in m gerechnet ist.

Weitere Unterschiede gegen die deutsche Höhenskale bestehen darin, daß die Abhängigkeit des Luftdrucks mit der Höhe bis 10769 m gelten soll. Auch über diese Höhe hinaus besteht in Amerika eine Vereinbarung, es soll von 10769 m an die Temperatur der Luftsäule konstant, und zwar gleich — 55 Grad sein. Dann berechnet sich der Luftdruck, wie weiter unten noch gezeigt wird, zu

$$\log \frac{B_{10769}}{B} = \frac{z - 10769}{18400}. \qquad 5)$$

In bezug auf die eingangs gegebene Ableitung muß noch eines Umstandes gedacht werden, der sich auf die Festlegung der Konstanten in Gl. 1) bezieht. In der Meteorologie[1]) setzt man wohl auch

$$\frac{p_n}{\varrho_n \cdot g} = Z, \qquad 6)$$

also

$$Z = \frac{76 \cdot 13{,}596}{0{,}0012928} = 799300 \text{ cm} = 7993 \text{ m}.$$

Physikalisch bedeutet diese Größe Z die Höhe der Atmosphäre unter der Annahme, daß die Luftdichte in allen Höhen die gleiche sei. Z heißt daher die „Höhe der homogenen Atmosphäre".

Aus Gl. 1) wird

$$\frac{dp}{p} = -\frac{1}{Z} \cdot \frac{273}{T} \cdot dz. \qquad 1a)$$

Diese Gleichung wird unter der Annahme integriert, daß T in bezug auf die Höhe konstant ist — T würde dann einen Mittelwert für die Temperatur der betrachteten Luftsäule darstellen — und daß ferner der Höhe $z = 0$ der Druck $p = p_0$ entspricht, so wird

$$\ln \frac{p_0}{p} = \frac{1}{Z} \cdot \frac{T_0}{T} \cdot Z;$$

nach Einführung der Briggschen Logarithmen, des Ausdehnungskoeffizienten der Luft (β) und der gewöhnlichen Temperaturskale, wird

$$\log \frac{p_0}{p} = \frac{z}{18400\,(1 + \beta\, t)}, \qquad 7)$$

18400 ist die sogenannte „Barometerkonstante".

Diese Formel 7) liegt der Gl. 5) zugrunde, wobei allerdings nicht ganz verständlich ist, weshalb das Glied $(1 + \beta\, t)$ keine Berücksichtigung gefunden hat. Andere Staaten haben bei ähnlicher Festsetzung dieses Temperaturglied in Rechnung gesetzt. Auch bei dieser Formel 7) ist die Feuchtigkeit der Luft $= 0\%$; die Veränderlichkeit der Schwerebeschleunigung mit der Höhe und der geographischen Breite (φ) ist ebenfalls nicht berücksichtigt. Geschieht das, so findet man die kompliziertere Form

$$Z = 18400 \log \left(\frac{p_0}{p}\right)(1 + \beta\, t)\left(1 + 0{,}377\,\frac{e}{p}\right)(1 + 0{,}0026 \cdot \cos 2\,\varphi)\left(1 + \frac{2\,h'}{r}\right), \qquad 8)$$

[1]) A. Wegener, Handbuch der Physik von Geiger-Scheel, ***11.*** *S. 257.*

wo e/p das Verhältnis des Wasserdampfdruckes zum Luftdruck im Mittel, φ und h' je das Mittel der geographischen Breiten und der Seehöhen der beiden Beobachtungsorte und r den Erdradius bedeuten. Formel 8) ist von Jordan angewendet.

Zur Gegenüberstellung ist nach Formel 7) für einige Höhen der Barometerstand J in Tabelle 2 angegeben, indem die konstante mittlere Temperatur der Luftsäule t (s. Formel 7) mit Hilfe der Gl. 2) ($\alpha = 0{,}005\,^0$/m) und $t_0 = 10^0$ berechnet wird. Diesen Werten sind die nach der deutschen Höhenskale berechneten Barometerstände D in einer dritten Spalte gegenübergestellt.

Tabelle 2.

z	B	
	J	D
m	mm Hg	mm Hg
0	762,00	762,00
1000	674,62	674,65
2000	595,96	596,00
3000	525,28	525,31
4000	461,93	461,90
5000	405,23	405,15
6000	354,63	354,46

Endlich sei noch bemerkt, daß im Jahre 1922 das Bureau of Standards[1]) folgende Formel angab:

$$H = 19{,}172 \cdot \log \frac{759{,}6}{P} = 55{,}227 - 19{,}172 \log P.$$

Diese Gleichung entspricht Formel 7) unter der Annahme, daß $t = 10^0$ ist.

Was nun den Gebrauch der Höhenskale anbetrifft, so sind insbesondere dann, wenn starke Abweichungen des Barometerstandes von dem gewählten Normalstande 762 mm Hg am Erdboden auftreten und große Höhen gemessen werden sollen, einige wesentliche Punkte zu beachten.

Im allgemeinen werden die Aneroidbarometer, die neben der linearen Teilung in mm Hg auch eine äußere bewegliche Höhenskale haben, so benutzt, daß unmittelbar vor dem Aufstieg der Nullpunkt dieser Höhenskale mit dem jeweiligen Barometerstand zur Deckung gebracht wird. Dadurch ist den nun folgenden Druckänderungen ein bestimmter Gang der Höhenänderung aufgezwungen. Es seien zwei Beispiele gegeben:

Der Ausgangsdruck — etwa beim Start eines Flugzeuges — sei einmal 740 mm Hg. Dann wird der Nullpunkt der Höhenskale auf 740 mm Hg eingestellt. Bei einem Druck von 537,7 mm Hg werden 2500 m Höhe angezeigt. Ein zweites Mal sei der Ausgangsdruck 780 mm Hg, dann zeigt das Instrument unter der Voraussetzung einer gleichbleibenden Barometerskale bei 577,7 mm Hg eine Höhe von 2500 m an. Diese beiden Höhenwerte sind aber zunächst nicht vergleichbar. Denn das Wesentliche an einer Höhenskale ist der Faktor $\left[1 - \frac{\alpha \cdot z}{T_0 + t_0}\right]^A$ der Gl. 3), der im folgenden mit N bezeichnet wird. Berechnet man nun im ersten Fall, welche Höhe unter Zugrundelegung des Wertes $p_0 = 740$ bei 537,7 mm Hg erreicht ist, so erhält man etwa 2590 m, im zweiten Fall aber mit $p_0 = 780$ bei 577,7 mm Hg 2435 m. Es gilt also für Aneroid-

[1]) *Circ. Bur. of Stand. No. 46, 1925;* im zweiten Teil der Gleichung ist dort versehentlich die Zahl 19,172 fortgelassen.

barometer mit der üblichen linearen mm-Teilung die Regel: Ist der Ausgangsdruck am Erdboden größer als 762 mm Hg, so zeigt das Aneroidbarometer die erreichte Höhe zu groß an, ist aber der Druck kleiner als 762 mm Hg, so fällt die Höhe zu niedrig aus.

Ausgedrückt in Formeln, würde sich folgendes Bild ergeben. Es sei bei einem Anfangsdruck von $762 + \Delta$ mm Hg der mit der vorgegebenen Höhenskale[1]) bestimmte Barometerstand in beliebiger Höhe $B_{762+\Delta}$. Wäre nun bei einem Barometerstand von 762 mm Hg gestartet, so hätte man in derselben Höhe $B_{[762]}$ abgelesen. Diese Barometerstände unterscheiden sich um einen festen Betrag Δ, eben die Differenz des Barometerstandes beim Start gegen 762. Also

$$B_{762+\Delta} = B_{[762]} + \Delta.$$

Würde aber in Formel 3) $p_0 = B_{762+\Delta}$ gesetzt, dann wäre der Barometerstand in jener Höhe $B_{[762+\Delta]}$. Wir können somit die Differenz δ bestimmen, die sich ergibt, wenn man den am Instrument abgelesenen Barometerstand $B_{762+\Delta}$ vermindert um $B_{[762+\Delta]}$

$$\begin{aligned}\delta &= B_{762+\Delta} - B_{[762+\Delta]} = \Delta + B_{[762]} - B_{[762+\Delta]} \\ &= \Delta + 762\left[1 - \frac{0{,}005 \cdot z}{283}\right]^{6{,}83} - [762 + \Delta] \cdot \left[1 - \frac{0{,}005 \cdot z}{283}\right]^{6{,}83} \\ &= \Delta\left(1 - \left[1 - \frac{0{,}005 \cdot z}{283}\right]^{6{,}83}\right) = \Delta\,(1 - N). \qquad 9)\end{aligned}$$

Diese Werte für $1 - N$ sind in Abhängigkeit von z in Tabelle 3 (s. weiter unten) mit aufgenommen. Der Wert δ multipliziert mit $\frac{dz}{dB}$ ergibt den Höhenunterschied δ_x in m.

$$\frac{dz}{dB} = -\frac{56\,600 - z}{B \cdot 6{,}83}. \qquad 10)$$

Für das oben gewählte Beispiel würde man, wenn für $\frac{dz}{dB}$ der Wert mit $B_0 = 762$ als Näherungswert benutzt wird, folgende Zahlen erhalten: Bei einem Startdruck von 740 mm wäre zu der am Instrument mit vorgegebener Höhenskale beobachteten Höhe $\delta_x = +22 \cdot (1 - N) \cdot \left(\frac{dz}{dB}\right)_{762} = +82$ m zu addieren; im Falle eines Anfangsdruckes von 780 mm wäre $\delta_x = -68$ m. Diese Werte von δ_x verbessern sich und erreichen etwa den früher errechneten Betrag von $+90$ und -65 m, wenn $\frac{dz}{dB}$ für $B_0 = 740$ bzw. 780 mm berechnet wird.

---

[1]) Ganz allgemein würde die entsprechende Formel folgendermaßen lauten:

$$z' - z = \frac{z - \frac{T_0}{\alpha}}{6{,}831} \cdot \frac{\Delta p_0}{p_0} \left\{ \frac{\frac{1}{p}\frac{\partial p}{\partial x}}{\frac{1}{p_0}\frac{\partial p_0}{\partial x_0}} - 1 \right\},$$

dabei ist $p = f(x)$ gesetzt. x ist im gewöhnlichen mm-Koordinatenpapier zu rechnen und der Mutterskale bei Flüssigkeitsthermometern gleich zu achten. Ändert sich dann der Anfangsdruck p_0 um Δp_0, so berechnet sich der Höhenunterschied $z' - z$ nach der oben angegebenen Formel.

Bei der mm-Teilung der Aneroidbarometer ist gewöhnlich p proportional mit x, so daß dann die Formel vereinfacht wird:

$$z' - z = \frac{z - \frac{T_0}{\alpha}}{6{,}831} \cdot \frac{\Delta p_0}{p_0} \frac{p_0 - p}{p};$$

andererseits ergibt sich hieraus unmittelbar, daß die vorgeschlagene logarithmische Teilung die günstigste ist; denn wird $p = e^x$ gesetzt, so wird die geschweifte Klammer 0, mithin auch der Höhenunterschied.

Man kann dieser Schwierigkeit in der Höhenbestimmung entgehen, wenn man eine andere Art der Darstellung zu Hilfe nimmt, und zwar die logarithmische.

Trägt man (s. Abbildung) auf der einen Skale die Logarithmen der Drucke auf — das ist in der Abbildung von 300 bis 1000 mm Hg geschehen — und stellt dieser Skale eine zweite gegenüber, die die Werte $\log N$ enthält, so wird man bei jedem beliebigen Anfangsdruck, wenn nur der Nullpunkt der Höhenskale auf den jeweiligen Wert des Anfangsdruckes eingestellt wird, unmittelbar die richtige Höhe, wie sie sich aus der deutschen Höhenskale berechnet, ablesen. Unter den obigen Annahmen sind für die deutsche Höhenskale die Werte N in Abhängigkeit von der Höhe in Tabelle 3 wiedergegeben.

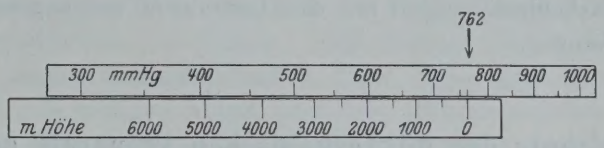


Tabelle 3.

z m	N	$1-N$	z m	N	$1-N$
0	1,00000	0,00000	2000	0,78213	0,21787
100	0,98799	0,01201	2500	0,73452	0,26548
500	0,94119	0,05881	3000	0,68942	0,31058
1000	0,88535	0,11465	4000	0,60618	0,39382
1500	0,83239	0,16761	5000	0,53169	0,46831
			6000	0,46517	0,53483

Es sind in der Abbildung auf der oberen Skale die Logarithmen der Drucke aufgetragen und, wie das beim Rechenschieber auch geschieht, unmittelbar die Numeri, also die Drucke in mm Hg selbst, aufgeschrieben. Auf der unteren Skale sind die Mantissen der Logarithmen von N aufgetragen und ebenfalls unmittelbar die dazugehörigen Höhen angeschrieben. Eine solche Skale ermöglicht eine direkte Höhenbestimmung ohne jede Umrechnung bei beliebigem Anfangsdruck.

Die Eindeutigkeit der Ablesung ist auch dann gewährleistet, wenn man weiß, daß in der deutschen Höhenskale und mit der augenblicklich üblichen barometrischen Teilung die Höhe gemessen ist, sofern der Anfangsdruck angegeben wird. Die vorgeschlagene Art der logarithmischen Skalen würde eine Umrechnung ersparen und also auch dem Flugzeugführer einen besseren Anhalt geben, in welcher Höhe über dem Startplatz er sich befindet.

Zum Schluß mag noch auf den Einfluß der Temperatur am Erdboden hingewiesen werden. Es sei angenommen, daß statt 10^0 die Anfangstemperatur 20^0 wäre, so würde, wenn ein Anfangsdruck von 762 mm vorausgesetzt wird, bei 1000 m Höhe der Barometerstand 677,5 mm sein, während das Instrument 674,7 mm zeigen würde. Es ergibt sich somit die Regel: Ist die Anfangstemperatur größer als 10^0, so wird die Höhe mit einem Aneroidbarometer mit fest vorgelegter Höhenskale nach Formel 3 zu niedrig gemessen und umgekehrt.

Es soll noch die allgemeine Formel für den Höhenunterschied angegeben werden, die sich ergibt, wenn man sowohl T_0, die Temperatur am Erdboden, wie das α, die Änderung der Lufttemperatur mit der Höhe, um geringe Beträge ändert. Man erhält

$$z' - z = dz = \frac{z}{T_0} d T_0 - \frac{1}{2} \frac{z^2}{T_0} d\alpha,$$

oder

$$z' - z = 0{,}00354 \cdot z \cdot dT - 0{,}00177 \cdot z^2 \cdot d\alpha .$$

Die Schwankungen der Anfangswerte des Druckes und der Temperatur können sich je nach Lage der Dinge verstärken oder abschwächen. Beim Gebrauch eines Aneroids mit vorgegebener Höhenskale ist auch nach Einführung einer einheitlichen Regelung immer darauf zu achten, daß bei nicht genauer Erfüllung der gemachten Nebenbedingungen mit dem Instrument nur angenäherte Höhenwerte gemessen werden können.

Schutz der mikroskopischen Präparate gegen die schädliche Wirkung der Wärmestrahlen.

Von
Stephan P. Kisfaludy in Budapest.

Insbesondere für Unterrichts- und Vortragszwecke, hauptsächlich auf dem Gebiete der ärztlichen Wissenschaft, erlangt immer größere Bedeutung die Aufgabe, mikroskopische Präparate zu gleicher Zeit auch vor einer größeren Zuhörerschaft vorzuführen und zwar in je stärkerer Vergrößerung, damit im Laufe der Erläuterung auch die Einzelheiten einwandfrei verfolgt und erkannt werden können. Für diesen Zweck dienen bekanntlich die Mikro-Projektionsapparate. Eine derartige Vorrichtung ist beispielsweise in Abb. 1 wiedergegeben; sie wurde nach den Weisungen des Herrn Universitätsprofessor Dr. Ludwig Nékám hergestellt und entspricht den besonderen Anforderungen der haut- und geschlechtspathologischen Klinik der Peter-Pázmány-Universität in Budapest. In Abbildung 1 ist *L* die Lichtquelle, deren Strahlenbündel die starke Wasserschicht *V* durchsetzt, durch welche die Wärmestrahlen abgeschirmt werden sollen. Auf dem weiteren Wege werden die Lichtstrahlen durch einen Kondensor *O* in dem auf dem Tischchen liegenden mikroskopischen Präparat *P* vereinigt, welches intensiv durchleuchtet wird, durchsetzen das Linsensystem des eigentlichen Mikroskops *S* und entwerfen, aus dem total reflektierenden Prisma *F* austretend, ein stark vergrößertes Bild auf dem Projektionsschirm.

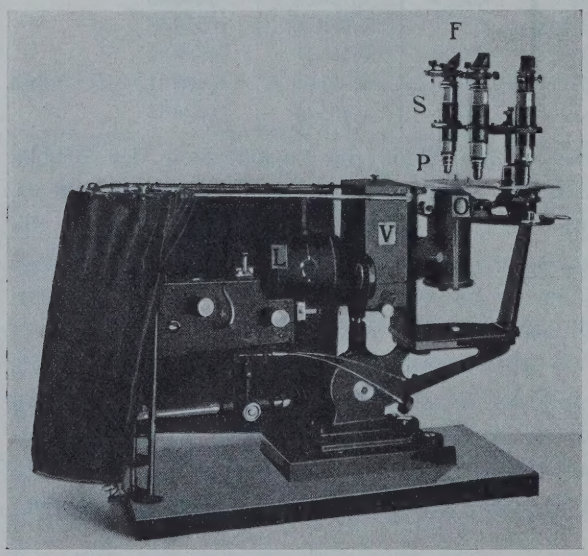


Abb. 1.

Bei einer stärkeren, etwa 800 bis 1000 fachen Vergrößerung ist trotz der kühlenden Wirkung der starken Wasserschicht ausnahmslos der Nachteil zu verzeichnen, daß der Klebstoff des Präparates infolge der Einwirkung der Wärmestrahlen zum Schmelzen kommt, das projizierte Bild allmählich farblos wird und vom Schirm nach einigen Sekunden verschwindet; demnach geht das wertvolle Präparat durch die schädliche Wirkung der Wärmestrahlen in wenigen Sekunden zugrunde.

Dieser stark fühlbare Übelstand kann durch einen sehr einfachen Kunstgriff vollkommen beseitigt werden, indem man ein Lichtfilter herstellt, durch welches die sichtbaren Lichtstrahlen ohne wesentliche Schwächen hindurchgelassen, die Wärmestrahlen

aber in sehr hohem Maße reflektiert werden. Ein derartiges Lichtfilter wird am zweckmäßigsten durch eine durchsichtige Goldschicht gebildet. Für diesen Zweck habe ich einen Goldüberzug mit einer Stärke von etwa 16 Millimikron hergestellt; diese Schicht ist die dünnste, die noch einen metallischen Goldreflex besitzt, die also überhaupt noch hergestellt werden kann. Die Lichtdurchlässigkeit derselben war 73 %, bezogen auf die grüne Quecksilberlinie mit der Wellenlänge von 546 $\mu\mu$. Goldschichten, die dünner sind als 12 Millimikron, besitzen nämlich in durchgehendem Licht nacheinander eine grüne, bläulich-grüne und schließlich eine hellblaue Farbe, jene von 4 Millimikron Stärke eine lichte Rosafarbe und weisen überhaupt keinen metallischen Goldreflex auf.

Wird die obenerwähnte, äußerst dünne, dabei aber noch goldfarbige Schicht z. B. auf einer ebenen Glasscheibe erzeugt und in den Weg des Lichtstrahlenbündels des oben geschilderten Mikro-Projektionsapparates gestellt, so wird bereits ein sehr hoher Anteil der Wärmestrahlen vor dem Durchgang durch das Präparat zurückgeworfen. Da dieses filtrierte Licht in praktischem Sinne bereits kalt ist, erleidet das Präparat durch das Licht, welches die Goldschicht durchsetzt, selbst nach längerer Zeit ($^1/_2$ Stunde) keinen Schaden.

Ich habe die Innenfläche der einen Linse des Kondensors des oben geschilderten Mikro-Projektionsapparates mit der Lichtfilter-Goldschicht überzogen, wie dies in Abb. 2 dargestellt ist, und zwar in der Absicht, daß der Goldüberzug sich in einem vollständig geschützten, geschlossenen Raume befindet und weder dem Staub noch einer Verletzung ausgesetzt wird. Von dieser schützenden Goldschicht werden die Wärmestrahlen ohne fühlbare Erwärmung des Linsenkörpers reflektiert und wird das unmittelbar in den Fokus des Kondensors gestellte mikroskopische Präparat durch diese Goldschicht vor der zersetzenden Einwirkung der Wärmestrahlen geschützt.

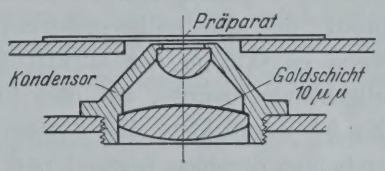


Abb. 2.

Man könnte annehmen, daß die Wärmestrahlen auch durch Anwendung einer stärkeren Wasserschicht durch Wärmeabsorption hätten beseitigt werden können. Das scheitert an der zu starken Verringerung der Beleuchtung des mikroskopischen Präparates und insbesondere daran, daß die Reinheit des Bildes durch die im Wasser entstehenden Wirbelbewegungen erheblich beeinträchtigt würde.

Als ein Vorteil der Anwendung des Goldfilters gilt auch der Umstand, daß die Verwendung des Wasserbehälters zur Kühlung des Strahlenbündels der Lichtquelle ein für allemal entfallen kann und die ganze Einrichtung sich damit viel einfacher gestaltet.

Nicht unerwähnt möchte ich lassen, daß ich solche Edelmetallfilter auch bei der Herstellung von Augenschutzgläsern für die Industrie, besonders gegen Wärme und für Oberflächenspiegel verwende.

An dieser Stelle sage ich aufrichtigen Dank Herrn Universitätsprofessor Dr. Ludwig Nékám, Direktor der haut- und geschlechtspathologischen Klinik der Peter-Pázmány-Universität zu Budapest, der mir zur Durchführung dieser Versuche in freundlicher Weise Gelegenheit geboten hat. Es ist noch zu erwähnen, daß das Lichtfilter nach meinem System im Laboratorium der Chemischen Fabrik Dr. Bayer & Co. in Budapest hergestellt wurde.

Untersuchungsergebnisse an einer versilberten planparallelen Platte.

Von
L. W. Blau und **R. R. Thompson**, University of Texas in Austin. USA.

Anläßlich des von Dr. Lau in *dieser Zeitschr. 49. S. 57—63. 1929* veröffentlichten Artikels über die Steigerung der Leistungsfähigkeit von Interferenzspektroskopen und eines früheren Artikels[1]) desselben Verfassers möchten wir uns erlauben, an dieser Stelle über eine bisher nicht veröffentlichte Arbeit kurz zu berichten.

Im Frühjahr 1927 beschäftigten wir uns mit Untersuchungen an einer planparallelen Platte von 0,6 cm Dicke und 12 cm Länge. Die Inferenzstreifen dieser Platte sind gänzlich frei von Geistern, wie durch Kreuzung mit einem Michelsonschen Stufengitter festgestellt wurde. Wir versilberten die Unterseite der Platte, und zwar mit folgendem Resultat:

1. Das Reflexionsvermögen wurde sehr wesentlich erhöht.

2. Es wurden zwei Streifensysteme beobachtet, von denen das eine (A) in vertikaler, das andere (B) in horizontaler Ebene polarisiert war. Vermittels eines Nicolschen Prismas wurde entweder das eine oder das andere System ausgeschaltet. Die Streifensysteme hatten ungefähr gleiche Intensität und wurden einzeln und auch zusammen photographiert; beide Muster zeigten sechs Trabanten der grünen Linie (5461) des Quecksilberspektrums. Bei dem Streifen A verschwanden die Trabanten, wenn ca. 0,15 cm der effektiven Oberseite der Platte, vom Prismenende gemessen, abgeblendet wurde, bei dem Streifen B mußte ungefähr 1,3 cm abgeschirmt werden. Es ist somit klar, daß System A größtenteils aus den zuerst aus der Platte austretenden Strahlen bestand und aus diesem Grunde weniger Reflexionen an der Silberschicht erlitten hatte. Beide Systeme wurden auf einem ca. 2 m von der Platte auf, gestellten Schirme beobachtet. Bei der Beobachtung mit einem Okular wurde bemerkt, daß die Vergrößerung mit der Entfernung von der Platte anstieg.

3. Es liegt Doppelbrechung vor, denn der Phasenverlust bei der Reflexion ist verschieden für die beiden die Interferenzstreifen erzeugenden Strahlen.

4. Die aus der versilberten Platte austretenden Strahlen sind elliptisch polarisiert, wie durch Analyse mit einem Babinet-Kompensator festgestellt wurde.

Wir möchten uns auch die Bemerkung erlauben, daß v. Baeyer[2]) doch ganz gewiß diese beiden obengenannten Streifensysteme hätte beobachten müssen, wenn er ohne Polarisation gearbeitet hätte.

Beobachtungen an der nicht versilberten Platte ergaben folgendes:

1. Die Interferenzstreifen waren am schärfsten, wenn horizontal polarisiertes Licht verwendet wurde. Es wurde festgestellt, daß auch durch die nicht versilberte Platte zwei Streifensysteme erzeugt werden, die aber beinahe aufeinander liegen, und von denen dasjenige, bei welchem der vertikale Lichtvektor am wirksamsten ist, viel schwächer ist. Das Versilbern der Platte trennt die beiden Systeme, so daß die Streifen des einen beinahe halbwegs zwischen den Streifen des andern liegen. Bei der nicht versilberten Platte liegen die Streifensysteme so nahe zusammen, daß sie nicht aufgelöst werden können.

2. Die Trabanten verschwanden, wenn die Platte bis zu 2,5 cm vom Prismenende abgeschirmt wurde.

Zum Schlusse sei es uns gestattet, Herrn Prof. Dr. J. M. Kühne für vielfache Unterstützung bei der vorliegenden Untersuchung unsern aufrichtigen Dank auszusprechen.

[1]) *Zeitschr. f. Techn. Physik* **8**. *S. 537. 1927.* [2]) Zitiert von Lau *a. a. O. S. 58.*

Referate.

Ergebnisse aerophotogrammetrischer Probeaufnahmen mit Wild-Instrumenten.

Von K. Schneider. *Schweiz. Zeitschr. f. Vermessungsw.* **26.** *S. 195. 1928.*

Zur Prüfung der von H. Wild hergestellten Instrumente für luftphotogrammetrische Arbeiten hat die Eidgen. Landestopographie der Schweiz im Herbst 1927 und im Frühjahr bzw. Sommer 1928 Probeaufnahmen durchführen lassen. Die zuerst ausgeführten Aufnahmen dienten insbesondere zur Prüfung der von H. Wild gebauten Meßkammer mit 165 mm Bildweite, 10×15 cm Plattengröße und Wildschem Objektiv. Die Aufnahmen wurden zum Teil mit ungefähr horizontaler Bildebene aus 1000 bis 5000 m Höhe, zum Teil mit schräg liegender Bildebene auf Entfernungen von 1 bis 20 km ausgeführt. Zur Verwendung kamen die für photogrammetrische Zwecke besonders geeigneten „Spezial-Fliegerplatten" der Firma Otto Perutz in München. Die Untersuchung der Aufnahme zeigte „die große Lichtstärke und die bemerkenswerte Korrektheit" des Objektivs und „die Zuverlässigkeit der mechanischen und optischen Konstruktion und Justierung" der Aufnahmekammer.

Zu den Aufnahmen im Frühjahr 1928 wurde erstmals eine von H. Wild gebaute Vorrichtung zum Aufhängen der Kammer im Flugzeug verwendet. Die Aufnahmen erfolgten auf Grund von vorher aufgestellten Flugplänen aus verschiedenen Flughöhen in Form von Einzelaufnahmen, Flächenaufnahmen und Reihenaufnahmen. Sollen gleichzeitig für die mechanische Entzerrung geeignete Aufnahmen und für die stereophotogrammetrische Auswertung passende Aufnahmen hergestellt werden, so stellt man nach den gemachten Erfahrungen am besten abwechselnd Einzelaufnahmen mit vertikaler und mit geneigter Achse her; bei vollständiger Überdeckung eines Bildpaares und dem Verhältnis 1 : 5 bis 1 : 3 zwischen Basis und Flughöhe beträgt der Konvergenzwinkel für die Wildsche Flugzeugmaßkammer 12° bis 16°.

Nach dem für die Aufnahmen vom Sommer 1928 aufgestellten Plan sollten die Aufnahmen in der mittleren Flughöhe von 2000 m über dem Gelände und mit rund 700 m großer Basis ausgeführt werden, was einem mittleren Aufnahmemaßstab von 1 : 12000 entspricht.

Zur Auswertung kamen vier Plattenpaare; die Auswertung erfolgte mit dem Autographen von H. Wild im Maßstab 1 : 10000. Die vollständige topographische Auswertung mit Geländedarstellung in 5 m-Schichtlinien samt der Einpassung der vier Plattenpaare beanspruchte für die 320 ha große Fläche 48 Stunden. Der Auswertende war wohl vollständig mit dem Autograph vertraut, hatte aber vorher nur Erdaufnahmen ausgewertet.

Die auf Grund von rund 100 Lagepunkten und 100 Höhepunkten durchgeführte Genauigkeitsuntersuchung ergab als mittleren Fehler im Durchschnitt für einen Lagepunkt ± 0,3 mm und für einen Höhepunkt ± 0,5 m.

Wie diese Zahlen zeigen, hat die Probeaufnahme den Beweis erbracht, daß das Ergebnis einer mit den Instrumenten von H. Wild durchgeführten luftphotogrammetrischen Aufnahme den zu stellenden Anforderungen durchaus genügt. *P. W.*

Über die Prüfung optischer Systeme nach den Interferenzmethoden von V. Ronchi.

Bericht von Joh. Flügge in Rathenow.

Unter obiger Überschrift gab Ref. in *dieser Zeitschr.* **46.** *S. 209—213. 1926* eine Übersicht über neuartige Objektivprüfungsverfahren von V. Ronchi. Inzwischen folgten weitere Abhandlungen dieser Art von Seiten desselben Verfassers, der außer durch seine wertvollen wissenschaftlichen Arbeiten auf optischem Gebiet neuerdings auch dadurch über die Grenzen seines Landes hinaus bekannt wurde, daß er mit Unterstützung des italienischen Staates, der dortigen Militärbehörden und der aufstrebenden optischen Industrie Italiens ein optisches Institut ausbaute, wo Lehrkurse für praktische und wissenschaftliche Optiker abgehalten werden, anscheinend nach dem Vorbild des französischen *Institut d'Optique* in Paris. Nach dieser allgemein interessierenden Vorbemerkung soll hier unter Hinweis auf obiges Sammelreferat und auf eine autoritative Abhandlung des Verf. in *dieser Zeitschr.* **46.** *S. 553—556. 1926* eine Reihe weiterer Arbeiten besprochen werden.

Auf eine theoretische Erörterung von G. B. Pacella, *„Sulla ricerca della forma delle onde luminose*

dall' esame delle ‚frangie d'ombra'", *(Lincei Rend.* **5.** *S. 752—758, 1927.)* und auf die diesbezügliche Erwiderung von V. Ronchi, *„Sul comportamento e l'impiego delle frangie d'ombra nella prova dei sistemi ottici"*, *(Nuovo Cimento* **4.** *S. 297—314. 1927.)* sei hier nur der Vollständigkeit halber hingewiesen.

Die Theorie der Schattenstreifen führt Ronchi auf die Beugungstheorie der optischen Abbildung im Mikroskop. „Über einen zweifelhaften Punkt der Abbeschen Theorie der optischen Abbildung" handelt eine Arbeit des Verf. in der *Zeitschr. f. Physik.* **46.** *S. 594—603. 1928.* Bekanntlich soll in dem Fall, daß die Lichtquelle durch den Kondensor im Präparat abgebildet wird, die Abbildung eines Nichtselbstleuchters wie die eines Selbstleuchters erfolgen. Die Theorie der Schattenstreifen zeigte nun bereits, daß die Beugung der Lichtwellenzüge auch dann erfolgt, wenn das Beugungsgitter, hier die Struktur des Präparats, etwas vor oder hinter dem Lichtquellenbilde liegt, und die Art der Interferenzphänomene spricht für die Abbesche Theorie.

Instrumentelle Einzelheiten zu den Ronchischen Prüfungsmethoden werden unter dem Titel: *Banco per la prova dei sistemi ottici secondo i metodi „Ronchi"* im *Bollettino Nr. 42, S. 189—192* (Sonderabzug ohne Jahresangabe) veröffentlicht. Es handelt sich um eine Apparatur, welche in der Officine Galileo, Firenze, hergestellt wird. Der Hauptbestandteil bei den Prüfungen sind die Beugungsgitter. Damit die Operationen schnell, bequem und sicher vor sich gehen, besteht die Bank aus folgenden optischen und mechanischen Hilfsmitteln:

a) einer Führungsschiene von etwa 4 m Länge, solide, durchbiegungssicher und erschütterungsfrei. Ein Teil dieser Schiene kann rechtwinklig zur Hauptschiene ausgeschwenkt werden. Auf der Schiene lassen sich folgende Einzelteile beliebig aufsetzen:

b) ein verschiebbarer Linsenträger, der durch mikrometrische Quer-, Längs- und Vertikalbewegung und Drehung justiert werden kann;

c) ein verschiebbarer Gitterträger mit gleicher Justiereinrichtung wie unter b);

d) ein zweiter verschiebbarer Gitterträger aber ohne mikrometrische Verstellungen;

e) ein verschiebbarer Spiegelhalter für einen kreisförmigen Planspiegel mit mikrometrischer Verschwenkung um eine horizontale und eine vertikale Achse;

f) ein verschiebbarer Halter für einen kleinen Spiegel mit einem in der Versilberung ausgesparten kleinen zentralen Loch, in der Höhe verstellbar und durch mikrometrische Feinverstellung um eine horizontale und vertikale Achse drehbar;

g) ein Beleuchtungsrohr auf Reiter, bestehend aus einem Signal (Spalt oder Loch) und einem achromatischen Objektiv, welches jenes an einer Stelle der Bank abbildet, wo eine reelle Lichtquelle zu denken wäre.

Außerdem sind vorhanden:

h) Ein Prismen-Monochromator mit mikrometrischer Einstellung des Austrittsspalts;

i) eine Serie von Lochblenden verschiedenen Durchmessers an Stelle des Austrittsspalts des Monochromators;

k) eine Serie von Linear- und Kreisgittern folgender Strichzahlen:

Linear $m = 800, 500, 300, 200, 150, 100$ Striche pro cm,

Kreis $m = 300, 80, 55$ Striche pro cm.

Die Apparatur wird in folgender Weise benutzt:

A) Schattenstreifen-Methode: Bei Benutzung monochromatischen Lichts setzt man auf die Bank den Monochromator, den Linsenträger mit dem zu untersuchenden Objektiv und den Gitterträger mit einem passenden Gitter auf. Mittels einer Linse entwirft man ein Bild der Lichtquelle (z. B. Bogenlampenkrater) auf den Eintrittsspalt des Monochromators; man bringt das (Linear-) Gitter in die Nähe des vom Objektiv entworfenen Bildes des Austrittsspaltes des Monochromators. Die Interfenzstreifen werden einfach durch Betrachtung des Objektivs durch das Gitter hindurch beobachtet; ihre Breite ist umgekehrt proportional dem Abstand zwischen Gitter und Spaltbild; durch Verschieben des ersteren längs der Bank ändert man nach Belieben die Beobachtungsbedingungen. Durch Betätigung der Feinverstellungen am Linsenträger korrigiert man Deformationen der Interferenzstreifen zufolge schlechter Zentrierung.

Bei Verwendung von Kreisgittern ist die Anordnung die gleiche, nur ersetzt man den Austrittsspalt des Monochromators durch eine Lochblende.

Bei Benutzung weißen Lichts entfernt man den Monochromator und entwirft ein direktes Bild der Lichtquelle mittels einer Linse auf einer Lochblende im anderen Gitterträger.

B) Kombinationsstreifen-Methode: Mit dieser Methode können sowohl dioptrische als auch katoptrische Systeme geprüft werden. Die ersteren können direkt geprüft werden, indem einfach in der oben beschriebenen Anordnung zwischen Monochromator und Linsenträger der zweite Gitterträger eingesetzt wird, welcher gleichfalls ein Gitter hält. Das erste Gitter befindet sich nahe bei dem Bilde des neuen. Von dem Abstand zwischen diesem Gitter und dem Bilde hängt die Breite der Kombinationsinterferenzstreifen ab, nach dem gleichen Gesetz wie bei den Schattenstreifen.

Die dioptrischen Systeme lassen sich auch in Autokollimation prüfen (z. B. bei langen Brennweiten vorteilhaft). Hierzu wird die Bank rechtwinklig geknickt und auf den kurzen Schenkel das Beleuchtungsrohr gesetzt. Auf dem langen Schenkel werden der Gitterträger, der Linsenträger und der Spiegelträger aufgesetzt. Das Gitter wird so gestellt, daß es in der Nähe seines eigenen Bildes steht. Die Beobachtung erfolgt durch Betrachten der zu prüfenden Linse durch das Loch in der Versilberung des kleinen Spiegels hindurch.

Dieselbe Anordnung dient zur Prüfung von Hohlspiegeln, die in den Linsenträger eingesetzt werden.

Der Auftragsapparat System Szovátay.

Von S. Trájber. *Österr. Zeitschr. f. Vermessungsw.* **27.** *S. 59. 1928.*

Das nach den Angaben von G. Szovátay von der Firma F. Süß in Budapest hergestellte Instrument dient zum Auftragen von tachymetrisch festgelegten Punkten mit Hilfe ihrer Polarkoordinaten. Die Einstellung des Instruments auf den jeweiligen Mittelpunkt geschieht optisch. Die Nonien für die Winkelteilung geben 1 Minute an; der Nonius für die Längenteilung hat als Angabe 0,1 Meter der natürlichen Größe. Das Instrument ist so gebaut, daß es auch für ganz kleine Entfernungen benutzt werden kann. Wie aus den mitgeteilten Genauigkeitsuntersuchungen hervorgeht, eignet sich der neue Polarkoordinatograph besonders für die Zwecke der Feintachymetrie. *P. W.*

Refraktometer.

Von Nectoux. *Mitteilung des Société der lunetiers. Rev. d'Optique* **7.** *503—509. 1928.*

Nach einer historischen Einleitung, in der das Pulfrichsche Refraktometer, mit einem um seine Achse drehbaren Zylinder, der Vorläufer des Abbeschen Halbkugel-Refraktometers, ausführlich beschrieben wird, entwickelt der Verf. die Anforderungen, die die moderne Glasindustrie an ein Refraktometer stellen müsse: Messung des Brechungsindex auf eine Einheit der fünften Dezimale genau und daher Messung des maßgebenden Winkels des austretenden Strahles auf $\pm$ 6 Sekunden genau; der Teilkreis dürfe daher keinen größeren Fehler als $\pm$ 3—4″ aufweisen. Die vom Verf. sodann empfohlene Vereinfachung des Messverfahrens ist in Deutschland jedem Inhaber der Pulfrichschen „Neukonstruktion“ aus Pulfrichs Abhandlung in *dieser Zeitschr.* **15.** *S. 389. 1895*, bekannt und hat sich seitdem an den vielen in den chemischen Laboratorien heimischen Apparaten dieser Form und in der Glasindustrie bewährt. Die neue Konstruktion erscheint sehr stabil; auf einer gemeinsamen schweren gußeisernen Grundplatte ruht der Träger des Teilkreises, der verwickelte Aufbau des vierfach justierbaren Refraktometerprismas und die abnehmbare Beleuchtungseinrichtung. Als Lichtquelle dient eine Hg-Lampe oder eine He-Röhre, deren gelbe D_3-Linie ($\lambda = 587{,}6\ \mu\mu$) offenbar auch in Frankreich die Na-Linie ersetzen soll. Durch ein Abbesches Prisma mit fester 90°-Ablenkung hindurch bildet der Kondensor die Lichtquelle auf der wagerechten Fläche des Refraktometerprismas ab, dessen Brechungsindex mit 1,66 angegeben ist; man sieht also im Gesichtsfelde des Fernrohrs immer nur eine Grenzlinie und kann durch eine Drehung des Dispersionsprismas eine Farbe nach der anderen im Okulare erscheinen lassen. Für den Durchmesser des Teilkreises und die gewählte Fernrohrvergrößerung fehlen die Angaben. An Stelle der Nonienablesung sind zwei Ablesevorrichtungen mit Schraubenmikrometern angebracht, die durch direkte Ablesung 1/100°, durch Schätzung aber 1/1000° ($\sim$ 3,6″) liefern. Der Teilkreis steht fest, also bewegt man das Fernrohr mitsamt dem Träger der Mikrometer. Die gute Pulfrichsche Nullpunktskontrolle mit dem Fadenkreuz und Autokollimition hat Nectoux beibehalten. Hierfür und für die Ab-

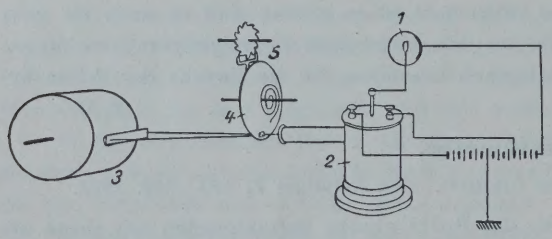
lesung der Mikrometer sind kleine Osramlämpchen in zweckmäßiger Weise fest angebaut. Natürlich wird dem Refraktometer eine Tabelle zur Umrechnung des abgelesenen Winkels in den Brechungsindex beigegeben, für wieviele Wellenlängen und für welche, wird leider nicht berichtet.

Das eigentliche Refraktometerprisma hat einen Winkel von 90° und nach dem Vorgange von Guild einen zweiten von 60°; man kann also auf dem Spektrometer seinen Brechungsindex messen und so die Angabe des Verfertigers nachprüfen. Unverständlich ist dem Ref., warum dieses Prisma mit großen Mitteln justierbar gemacht worden ist. Es kann in der Höhe verstellt, auf einem Schlitten in der Einfallsebene des Lichtes verschoben, um die senkrechte Achse gedreht und in einer zur Einfallsebene senkrechten Ebene gekippt werden. Darum hat man sich wohl auch auf ein einziges Prisma beschränkt, denn ein Benutzer, der ein Prisma etwa gegen ein höher brechendes auswechseln wollte, müßte mit vieler Geduld alle vier Justierungen von neuem vornehmen. — Abgesehen von diesem letzten Punkte dürfte das neue Modell den vom Verf. gestellten Anforderungen völlig genügen und die Bedürfnisse der Glasindustrie befriedigen. *Löwe.*

Registrierendes Präzisionsgerät für sehr schwache Ströme.

Von C. Müller und R. Frisch. *Zeitschr. f. techn. Physik* **9**. *S. 445—551. 1928.*

Für die Messung und Registrierung sehr schwacher Ströme, z. B. der Entladungsströme von Photozellen oder von Ionisationsströmen, kommt die Verstärkungs- und die Elektrometermethode in Frage. Über die Verwendung von Röhrenverstärkern liegen eine Reihe von Arbeiten vor (Rosenberg, Jäger-Hausser-Vahle u. a.), welche die Möglichkeiten ihrer Verwendbarkeit, aber auch ihre Grenzen aufgezeigt haben (Jäger-Kußmann). Nachteile der heute üblichen Röhrenverstärker sind vor allem die Abhängigkeit von Batterieschwankungen, Empfindlichkeit gegenüber äußeren Störungen (Fremdfelder), schließlich die spontanen Schwankungen der Elektronenemission, welche die theoretisch erreichbare Grenze zieht. Zur Zeit scheint die Elektrometermethode, wie sie u. a. auch von den Verfassern angewendet wird, für viele Aufgaben die bessere Lösung zu sein, namentlich, wo es auf höchsterreichbare Empfindlichkeit und Störungsfreiheit ankommt. Bei der Müllerschen Anordnung (s. Abb.) lädt die Photozelle 1 den Faden eines Lutz-Edelmannschen Saitenelektrometers 2 auf, der durch eine intermittierend sich öffnende und schließende Blende 4—5 hindurch auf eine Registriertrommel 3 abgebildet wird. Durch das die Blende antreibende Uhrwerk wird gleichzeitig ein Schlüssel betätigt, der automatisch nach einer bestimmten Anzahl von Halbschwingungen die Aufladung des Elektrometerfadens durch Erdung rückgängig macht bzw. wieder frei gibt. Durch die große Anzahl aufeinanderfolgender Registrierungen und die zwischen je zwei derselben eingeschaltete Messung einer konstanten Vergleichslichtquelle können die zahlreichen, in dem System Photozelle-Elektrometer begründeten Störungen, wie Nullpunktsverschiebungen, Dunkelstromeffekte und Ermüdungserscheinungen eliminiert bzw. für die Messung unschädlich gemacht werden. Die mit der Anordnung erreichbare Meßgenauigkeit ist zu $2 \cdot 10^{-15}$ A angegeben. Der Aufbau der Anordnung wird eingehend beschrieben und die Art der Messung an Diagrammen und Meßprotokollen gezeigt. Als Anwendung der Methode, die hauptsächlich zur Realisierung der Warburgschen Lichteinheit dienen soll, wird auf eine Untersuchung zur Prüfung des Talbotschen Gesetzes eingegangen, wozu eine Reihe besonders geformter, rotierender Sektoren und Lochscheiben zur Verwendung gelangte. Nach den Untersuchungen der Verfasser ist das Talbotsche Gesetz mit sehr hoher Genauigkeit ($1\,^0/_{00}$) auch bei hohen Schwächungszahlen (bis zu 1 : 20) erfüllt. *Sewig.*

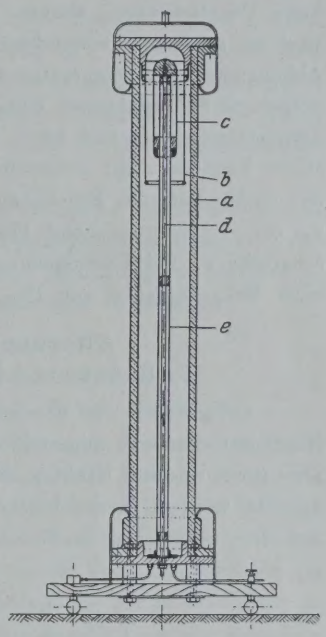


Ein Meßkondensator für Höchstspannungen.

Von H. Schering und R. Vieweg. *Zeitschr. f. techn. Physik* **9**. *S. 442—445. 1928.*

Die Konstruktion von Meßapparaten für Spannungen über 100 kV begegnet wegen der großen notwendig werdenden Dimensionen manchen Schwierigkeiten. Andererseits macht die noch immer steigende Betriebsspannung der Überlandnetze die Entwicklung von Prüfmethoden und -apparaten

für hohe Spannungen nötig. Bei dem von Schering und Vieweg an der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt entwickelten Kondensator ist die Aufgabe gelöst, einen für die verschiedensten Messungen (Spannungsteilung, Kurvenform auf der Oberspannungsseite von Hochspannungswandlern, Verlustmessungen an Kabeln und Durchführungen) geeigneten Meßkondensator mit genau definierter Kapazität und bekannten kleinen Verlusten zu bauen. Derselbe stellt eine Fortentwicklung der schon von anderen Autoren (Palm, Schering) angegebenen Preßgaskondensatoren dar, bei welchen die Eigenschaft der Gase benutzt wird, daß ihre Durchschlagsfestigkeit bis zu Drucken von etwa 10 at proportional mit dem Druck wächst. Die bisher üblichen Preßgaskondensatoren waren in einem Metallgehäuse untergebracht, das gleichzeitig die eine Belegung bildet. Hierdurch wurden Durchführungen für die innere (Hochspannungs-) elektrode erforderlich, deren Dimensionen bei Spannungen über 100 kV ins Gigantische wachsen. Was den neuen Kondensator auszeichnet, ist vor allem die Vermeidung dieser Durchführungen dadurch, daß das Gehäuse *a* (s. Abb.) aus einem Isoliermaterial (Preßspan, Hartpapier) besteht, welches einen genügenden inneren Überdruck aushält. Die Elektroden sind durch die mit Flanschen abgedichteten Kappen des Zylinders eingeführt, und zwar am unteren Ende die von einem geerdeten statischen Schutzmantel *e* umgebene Niederspannungselektrode *d*, am oberen die Hochspannungselektrode, die im Inneren des Gehäuses zu einem unten offenen becherartigen Gebilde *b* ausgestaltet ist. Die Niederspannungsbelegung des Kondensators besteht aus einem kleineren, ebenfalls glockenförmigen Körper *c*, der am unteren Ende nach innen umgebördelt ist. Diese Stelle ist als Schutzspalt gegen das geerdete statische Schutzrohr ausgebildet, welches die Zuleitung zur Niederspannungselektrode umgibt. Die erste von der Firma Hartmann & Braun gebaute Ausführung des Kondensators hat bereits Prüfspannungen von 350 kV ausgehalten und sich bei Messungen bis 300 kV gut bewährt. Die Höhe betrug 250 cm, die Kapazität 42 $\mu\mu$ *F*, Verluste konnten im Vergleich mit einem bis 130 kV verwendbaren Luftkondensator nicht festgestellt werden.



Sewig.

Über einen neuen Kohlewiderstand.

Von C. A. Hartmann und H. Dossmann. *Zeitschr. f. techn. Physik* **9**. *S. 434—438. 1928.*

Im Zentrallaboratorium von Siemens & Halske ist von den Verfassern ein Kohlewiderstand entwickelt worden, der durch seine guten physikalischen und chemischen Eigenschaften Aussicht auf recht vielseitige Verwendung zu haben scheint. Die auf Porzellanröhrchen als Träger aufgebrachte Schicht des leitenden Materials besteht aus einem kristallinen Kohlenstoff der von K. A. Hofmann und seinen Mitarbeitern näher untersuchten Glanzkohlenreihen und wird nach einer nicht näher beschriebenen Methode im Vakuumofen bei 600° bis 1000° C in einer Kohlenwasserstoffatmosphäre niedergeschlagen. Die handelsüblichen Formen bestehen aus Porzellanröhrchen von 45 mm Länge, 8 mm Außen- und 4,5 mm Innendurchmesser, und werden in Größen von 10 bis 10^7 Ohm hergestellt. Bei den Werten über 1000 Ohm befindet sich die Schicht nur auf der Außenseite, bei niedrigeren Werten sind Außen- und Innenseite bedeckt. Bei sehr hohen Ohmzahlen sind in üblicher Weise Wendeln eingeschnitten, durch welche das Verhältnis Länge : Querschnitt der leitenden Schicht vergrößert wird. In der vorliegenden Mitteilung werden besonders die Methoden und Ergebnisse der Prüfung der physikalischen Eigenschaften dieser Widerstände erörtert. Die Homogenität der Schichten wurde durch Eintauchen in Quecksilber bis zu einer gemessenen Tiefe und Widerstandsmessung oder auch durch den Verlauf des Widerstandes entlang eines gewendelten Stückes nachgewiesen. Die Dichte, aus welcher die Angaben über die Schichtdicken abgeleitet wurden, ist nach der Schwebemethode zu 2,04 bei 20° bestimmt, der spezifische Widerstand ist $3 \cdot 10^{-3}$ [Ohm cm], sein Temperaturkoeffizient $-3 \cdot 10^{-4}$ [Grad^{-1}] gegenüber $-8 \cdot 10^{-4}$

[Grad^{-1}] bei Graphit. Die Schichtdicken liegen in der Größenordnung von 0,02 bis 0,2 μ. Die mögliche Genauigkeit der Herstellung soll nahezu unbegrenzt sein; handelsübliche Ware wird bis zu 500000 Ohm mit 1%, darüber hinaus mit 10% Toleranz hergestellt. Die Belastbarkeit ist von der Schichtdicke, weit mehr aber von der Oberfläche abhängig, ein Beweis für die gute Wärmeabführung. Die Dauerhöchstbelastbarkeit liegt bei Schichtdicken von 0,1 bis 0,4 μ in der Größenordnung von 0,5 Watt/cm^2. Die Widerstände vertragen bei entsprechend reduzierter Lebensdauer hohe Überlastungen, worüber ebenfalls Meßresultate beigebracht werden. Aus diesem Grunde sind sie auch zur Verwendung als Überspannungsschutz in Hochspannungsanlagen geeignet. Die Abhängigkeit der Temperatur von der Belastung wurde nach der Reichardtschen Methode durch aufgelegte Schmelzkörper bestimmt und liegt für Belastungen von 0 bis 14 Watt/cm^2 zwischen Zimmertemperatur und 360°. Elektrische Nachwirkungserscheinungen bei Messung mit Wechselstrom konnten nicht ermittelt werden. Die Kapazität der untersuchten Widerstände konnte mit der empfindlichsten Brückenanordnung nicht mehr gemessen werden und liegt jedenfalls unter 0,5 cm. Dementsprechend klein sind die Frequenzfehler auch bei Gebrauch in Hochfrequenzschaltungen. Bei Tonfrequenzen bis 2000 Hertz wurden mittels der Frankeschen Maschine bei einer Meßgenauigkeit von 1‰ Widerstandsänderungen nicht festgestellt. *Sewig.*

Alterungserscheinungen bei Thermoelementen.

Von H. Lent und F. Kofler. *Stahl und Eisen.* **48.** *S. 1473 — 1474. 1928.*

Gelegentlich von Versuchen zur Erforschung von Wärmeübergangsverhältnissen, die an einer Regenerativkammer angestellt wurden, beobachteten die Verfasser, daß Thermoelemente aus sogenannten unedlen Drähten in vielen Fällen mit der Zeit und mit der Wärme, mit der sie beansprucht werden, in zunehmendem Maße altern. Um die geeignetsten aus diesen Drähten herauszufinden, unterzogen sie Zusammenstellungen folgender Drähte eingehenden Untersuchungen;

Chronin-Konstantan,
Chronin-Krupp V 2A,
Chronin-Krupp NTC 3,
Chronin-Krupp Cekas und
Chronin-Nickel.

Die Proben wurden Kokerei-Flammengasen und Gichtgas-Flammengasen ausgesetzt und festgestellt, daß allgemein Kokereiabgase die Alterung und Zerstörung stärker fördern als Gichtgase, daß aber gewisse Kombinationen sich im Gichtgas als haltbar erweisen. Sie belegen ihre Ergebnisse durch vier Abbildungen, von denen zwei Eichkurven von Elementen aus Chronin-V 2A in den beiden Atmosphären, zwei den Verlauf der Thermokraft je eines Elementes aus Chronin-Cekas-Nickel darstellen. Am besten erwiesen sich in beiden Atmosphären Thermoelemente aus Chronin-Nickel. Diese halten, geeignete Einbauweise vorausgesetzt, bis zu 5 Wochen lang Temperaturen von 1000 — 1100 Grad aus. Cekas erwies sich zwar noch widerstandsfähiger als Nickel, doch ist es nur für Temperaturen bis zu 800 Grad brauchbar, da die bei höheren Temperaturen abnehmende Thermokraft des Elements aus Chronin-Cekas eine wesentlich verringerte Ablesegenauigkeit zur Folge hat. Trotz eingehender Untersuchung konnten die Gründe für den verschiedenartigen Einfluß der zwei Gasatmosphären nicht eindeutig ermittelt werden. *W. Keil.*

Bericht über die Einheit, die für sensitometrische Zwecke Verwendung finden soll.

Von M. Ch. Fabry. *Revue d'Opt.* **4.** *S. 531. 1925.*

Der Bericht, der der wissenschaftlichen Sektion des sechsten internationalen Photographenkongresses erstattet worden ist, diskutiert eingehend und umfassend die Vorschläge, die bisher für eine Normallichtquelle für die Bestimmung der Empfindlichkeit photographischer Platten gemacht worden sind.

Zwei verschiedene Lichtquellen, die dieselbe photometrische Lichtstärke besitzen, brauchen sich bezüglich ihrer Wirksamkeit auf die photographische Platte nicht gleichartig zu verhalten; um das Verhältnis der Intensitäten, mit der die beiden Lichtquellen auf die photographische Platte wirken, berechnen zu können, ist die Kenntnis folgender Daten notwendig: 1. der Energieverteilungs-

kurven der beiden Lichtquellen, 2. der Empfindlichkeitskurve des Auges, 3. der „Empfindlichkeitskurve" der Platte. Die Daten zu 1. und 2. machen keine Schwierigkeiten; die Daten für die Abhängigkeit der Empfindlichkeit der Platte von der Wellenlänge sind noch sehr dürftig und auch je nach der Plattensorte verschieden.

Aus den bisher bekannten Daten folgt z. B. für gewöhnliche, nicht orthochromatische Platten, daß die Hefnerlampe nur den etwa dritten Teil der Wirkung auf die Platte ausübt wie eine Nitralampe gleicher Lichtstärke und nur den elften Teil der Wirkung wie eine „Tageslichtlampe" gleicher Lichtstärke. Aus den Rechnungen folgt weiter, daß die Farbtemperatur der vorgeschlagenen Einheit — Vakuumlampe, bei einer Farbtemperatur von 2360° gebrannt — innerhalb der Grenzen von etwa $\pm$ 35° eingehalten werden müßte, um Fehler in den sensitometrischen Messungen, die größer sind wie $\pm$ 5%, zu vermeiden; die Innehaltung dieser Grenzen von $\pm$ 35° ist ohne Schwierigkeiten möglich.

Die Einführung einer sensitometrischen Einheit ist nur dann von Wert, wenn die Art der Abhängigkeit der Schwärzung von der Belichtungsdauer für alle Wellenlängen wenigstens im Bereiche der normalen Exposition dieselbe ist; glücklicherweise ist diese Bedingung bis herunter zu 350 mμ näherungsweise erfüllt; unterhalb 350 mμ werden die Abweichungen beträchtlich.

Dz.

Über die Fleckenempfindlichkeit optischer Gläser.

Von H. Heinrichs und W. Tepohl. *Glastechn. Berichte* **3**. *S. 213. 1925/26.*

Es gibt bekanntlich optische Glassorten, die trotz ihrer Zugehörigkeit zu den besten hydrolytischen Klassen im Gebrauch zur Fleckenbildung neigen. In der Hauptsache handelt es sich um solche Gläser, die schwere Oxyde enthalten, meistens BaO und PbO. Die Fleckenbildung äußert sich als Korrosion der Glasoberfläche durch Einwirkung schwacher Säuren. Von dieser Erkenntnis ausgehend und in Anlehnung an die Methode von Zschimmer arbeiteten die Verf. eine Methode zur Bestimmung der Fleckenempfindlichkeit aus, die eine quantitative Bestimmung der in der einwirkenden Säure gelösten typischen Oxyde gestattete. Um schließlich den Anschluß an die natürliche Fleckenbildung aufrechtzuerhalten, wurde die Untersuchung mit einer schwachen organischen Säure ausgeführt. Verf. ließen eine 0,5%ige Essigsäure auf das zu untersuchende Glas einwirken, und zwar wurde, da es sich nur um eine Oberflächenwirkung handelt, ein Glasgrieß von bekannter unterer Korngröße hergestellt, um durch künstliche Vergrößerung der Oberfläche die gelösten Anteile der Oxyde in größeren Mengen zu erhalten. Auf die Einzelheiten der Methode kann an dieser Stelle nicht eingegangen werden, da sei auf das Original verwiesen. Jedenfalls diente als Maß der Fleckenempfindlichkeit die Säurelöslichkeit des für das Glas als chemischen Körper typischen zwei- oder mehrwertigen Oxydes, also bei den Flinten das Bleioxyd, bei den Barytflinten und Barytkronen das Bariumoxyd und das Bleioxyd, bei den Antimonflinten das Antimonoxyd und schließlich bei den Krongläsern das CaO. Die Ergebnisse der Untersuchungen lassen sich wie folgt zusammenstellen.

Bei den Flintgläsern sind die Verhältnisse besonders instruktiv, da alle diese Gläser sich in eine Reihe ordnen lassen, die aus analog zusammengesetzten Gläsern besteht, und bei denen nur das Verhältnis der Komponenten in der Weise variiert, daß mit steigendem Brechungsverhältnis Kieselsäure und Alkalioxyd abnehmen, Bleioxyd dagegen ansteigt. Eine graphische Darstellung der Versuchsergebnisse in einem rechtwinkligen Koordinatensystem mit dem prozentischen Gehalt an vorhandenem und gelöstem Bleioxyd als Achsen muß demnach ein charakteristisches Kurvenbild liefern.

In der Tat ergibt sich eine Kurve, der zu entnehmen ist, daß mit zunehmendem Gehalt an Bleioxyd (bei den Borosilikatflinten und Boratflinten an Bleiborat) die Fleckenempfindlichkeit außerordentlich rasch ansteigt. In der Praxis dürfte jedoch die durch die Hafenauflösung in das Glas hineinkommende Tonerde den Effekt um ein Geringes vermindern. Bei den anderen Gläsern ist eine solche anschauliche Darstellung nicht möglich. Bei den Barytkronen (Barionen) zeigt sich eine gleichfalls sehr schnelle Zunahme der Fleckenempfindlichkeit mit dem Gehalt an Bariumoxyd. Der Gehalt an Borsäure wirkt ebenfalls schädlich, wenn die Borsäure nicht an Alkalioxyd gebunden ist. Am schwierigsten gestaltet sich die Bestimmung der Fleckenempfindlichkeit bei den Barytflinten (Barinten). Hier handelt es sich um die Bestimmung zweier gelöster Bestandteile, des BaO und des PbO. Es

ist nicht zu entscheiden, ob eine Löslichkeit beider Oxyde im Verhältnis ihres molekularen Anteiles am Glase oder in anderer Weise erfolgt. Bei den Krongläsern zeigt sich, wie zu erwarten war, nur eine sehr geringe Löslichkeit des CaO und damit eine sehr geringe Fleckenempfindlichkeit. Auf Grund der gewonnenen Ergebnisse lassen sich die Gläser in Klassen hinsichtlich der Fleckenempfindlichkeit einteilen, wobei sich herausstellt, daß Übereinstimmung mit langjährigen Erfahrungen der Sendlinger Optischen Glaswerke besteht. In Klasse I sind nur die unbedingt haltbaren Gläser vom Krontypus, die Leichtflinte, einige Barione und Barinte einzureihen. Nach zunehmender Fleckenempfindlichkeit folgen sodann in Klasse II die Mittelflinte, einige Barinte und Barione, in Klasse III die Barione, die Flinte und einige Barinte, in Klasse IV die Schwerflinte und schweren Barione und in Klasse V sehr empfindliche Spezialgläser. *Flügge.*

Einfluß der Wärmevergangenheit auf die optischen Konstanten von Gläsern.

Von F. Eckert. *Zeitschr. f. techn. Physik* **7**. *S. 282—287. 1926.*

Auf Grund früherer Arbeiten des Verf. war zu vermuten, daß die optischen Konstanten (Brechungsverhältnis n_D und reziproke relative Dispersion ν) der Gläser abhängig sind von der voraufgegangenen Wärmebehandlung. Dies zu klären, dienten die hier mitzuteilenden Untersuchungen, die Verf. in den Sendlinger Optischen Glaswerken durchführte; insbesondere handelte es sich um die Frage: Werden die optischen Konstanten durch eine Wärmebehandlung bei mittleren Temperaturen (Gebiet des plastischen Zustandes) beeinflußt, und ist diese Beeinflussung beliebig umkehrbar?

Das Glasmaterial der am Spektrometer untersuchten sechs Prismen hatte folgende Wärmebehandlung hinter sich: Nr. 1. Hafenglas; Nr. 2. gepreßt und linsengekühlt; Nr. 3 gesenkt und feingekühlt; Nr. 4. nach Senken und Feinkühlen umgepreßt und linsengekühlt; Nr. 5. nach Senken und Feinkühlen nochmals gesenkt und feingekühlt; Nr. 6. Hafenglas gepreßt und feingekühlt. Der Glastypus war Barint 548/532 mit folgenden thermischen Eigenschaften: die Fließtemperatur beim Senken beträgt etwa 870°, die Ausgangskühltemperatur für feingekühlte Senkplatten 450—460°, die Kühldauer etwa 5 Wochen, wobei der Temperaturabfall bis auf 300° in den ersten 14 Tagen erfolgt; die Ausgangstemperatur für die Erweichung des Brockens zum Pressen betrug etwa 820°; die Kühltemperatur für diese Preßplatten und Preßlinsen 460—480°, die Kühldauer der gepreßten Gegenstände 8—10 Tage, wobei der Abfall durch die Entspannungszone in etwa 2 Tagen erfolgt sein dürfte. Die Hafenglasbrocken wurden auf möglichste Schlierenfreiheit ausgesucht; die Prismen wurden vor der Pressung sorgfältig auf Spannung untersucht uud spannungsfrei befunden; während der Untersuchungen zeigte sich jedoch, daß der Einfluß der Spannung gering ist gegenüber dem Einfluß der Wärmevergangenheit. Die Messungen ergaben, daß die ν-Werte ungefähr proportional mit den n_D-Werten verlaufen und etwa um 1 Einheit der 1. Dezimale abnehmen, wenn das Brechungsverhältnis um 2 Einheiten der 3. Dezimale sinkt. Daraus folgt, daß für die optischen Konstanten die Länge der Zeit maßgebend ist, während der das Glas zwischen Fließ- und Erstarrungstemperatur gehalten wird, erklärbar nur durch eine konstitutive Umlagerung der Moleküle. Das Hauptergebnis der vorliegenden Untersuchung besteht in der Tatsache, daß für die Werte der optischen Konstanten im wesentlichen die letzte Wärmevergangenheit maßgebend ist, was bedeutet, daß jedes Stück durch die normale Behandlung auf den Normalzustand gebracht werden kann, vorausgesetzt, daß nicht etwa so hohe Temperaturen angelegt werden, daß Änderungen anderer Art eintreten. Aber innerhalb gewisser Temperaturgrenzen ist der Vorgang beliebig reversibel.

Flügge.

Kanonische Formen in der Theorie der asymmetrischen optischen Systeme.

(Canonical forms in the theory of asymmetrical optical forms.)

Von T. Smith. *Transact. Opt. Soc.* **29**. *S. 88—98. 1927—28.*

Nach Larmors Theorem ist ein beliebiges optisches System äquivalent zwei dünnen astigmatischen Linsen von passender Stellung. Verf. zeigt, daß dieses Theorem falsch ist. Vielmehr sind drei getrennte astigmatische Linsen für die Äquivalenz erforderlich. *Flügge.*

Nachdruck verboten.

Verantwortlich für die Redaktion: Oberregierungsrat Professor Dr. F. Göpel in Charlottenburg.
Verlag von Julius Springer in Berlin W. — Druck von Oscar Brandstetter in Leipzig.

Zeitschrift für Instrumentenkunde.

Kuratorium:

Prof. Dr. **E. Kohlschütter** in Potsdam, Vorsitzender, Prof. Dr. **R. Straubel** in Jena, Prof. Dr. **F. Weidert** in Berlin-Zehlendorf, geschäftsführendes Mitglied.

Schriftleitung: Oberregierungsrat Prof. Dr. **F. Göpel** in Charlottenburg-Berlin.

XLIX. Jahrgang. **September 1929.** Neuntes Heft.

Verwendung des Planimeters zur Bestimmung mehrfacher Integrale und zur Integration partieller Differentialgleichungen[1]).

Von
Dora Wehage in Berlin

Vorbemerkung.

Während die Benutzung des Planimeters zur Bestimmung einfacher Integrale längst bekannt ist, findet man in der Literatur noch sehr wenig über die praktische Auswertung mehrfacher Integrale. Im folgenden wird nun die Bestimmung mehrfacher Integrale mit Hilfe des gewöhnlichen Polarplanimeters besprochen; die Verwendung von Linearplanimetern wird gar nicht, die von Momentenplanimetern (Integratoren) nur beispielsweise erwähnt, weil diese Instrumente seltener zur Verfügung stehen und weil die Betrachtung unter einem einheitlichen Gesichtspunkt durchgeführt werden soll.

I. Das Prinzip der praktischen Auswertung.

Das Prinzip, nach dem im folgenden bei der praktischen Bestimmung von Doppelintegralen vorgegangen wird, läßt sich in folgenden Regeln zusammenfassen:

A. Soweit möglich, bringe man durch Einführung neuer geeigneter Variablen $\xi = f_1(x, y)$ und $\eta = f_2(x, y)$ das zu berechnende Doppelintegral

$$J_b = \int\int \Phi(x, y)\, dx\, dy$$

auf die Form:

$$J_a = \int\int d\xi\, d\eta \quad ^2),$$

das sich ja ohne weiteres durch Ausplanimetrierung des betreffenden Bereiches im $\xi\eta$-System auswerten läßt; die Begrenzungslinie S' des auszumessenden Flächenstückes findet man, indem man genügend viele Wertepaare (x, y) der gegebenen Randlinie S im alten System abliest und die entsprechenden Punkte im $\xi\eta$-System durch einen Kurvenzug verbindet. Handelt es sich um häufige Auswertung desselben Doppelintegrals zwischen verschiedenen Grenzen, so wird man ein für allemal das Netz der Kurven $x = \text{const.}$ und $y = \text{const.}$ in ein $\xi\eta$-System eintragen, um die Umzeichnung des gegebenen Bereiches jedesmal ohne besondere Berechnung vornehmen zu können. Ist $\xi = f_1(x)$, $\eta = f_2(y)$, so erhält man dieses Netz, indem man an die nach $f_1(x)$ und $f_2(y)$ geteilten neuen Achsen die dazugehörigen Werte von x und y anschreibt und durch die Teilpunkte Parallelen zu den Achsen zieht.

---

[1]) Dissertation, genehmigt von der Fakultät für Allgemeine Wissenschaften der Technischen Hochschule Berlin, 1928.

[2]) Vgl. R. Rothe, „Über die Treffwahrscheinlichkeit eines Zieles". *Artill. Monatsh. 1916. Nr. 110. S. 87.*

B_1. Wenn sich J_b nicht auf die Form J_a bringen läßt, kann man die Kurven $\Phi = \text{const.}$ im XY-System als Schichtlinien der Oberfläche eines Körpers auffassen[1]); die Ausplanimetrierung dieser Schichtlinien im gewünschten Bereiche ergibt dann die Flächeninhalte $q_0, \ldots, q_n$ der Querschnitte, die als Ordinaten zu den entsprechenden Werten von Φ als Abszissen aufgetragen werden. Nachdem die freien Endpunkte dieser Ordinaten durch eine ausgleichende Kurve verbunden sind, läßt sich J, d. h. das Volumen des Körpers mit den Querschnitten $q_0, \ldots . q_n$, durch Ausplanimetrierung des Flächenstückes bestimmen, das von diesem Kurvenzug, der Φ-Achse und den äußersten Ordinaten q_0 und q_n begrenzt wird.

B_2. Man kann den in Rede stehenden Körper auch durch Schnitte senkrecht zur XY-Ebene zerlegen, d. h. man kann die Linien $x = \text{const.}$ im $Y\Phi$-System (oder $y = \text{const.}$ im $X\Phi$-System) zeichnen, deren Ausplanimetrierung die Flächeninhalte $q_0', \ldots, q_n'$ der diesmal senkrechten Schnitte liefert; nachdem die Werte q_0' bis q_n' als Ordinaten zu den entsprechenden Werten von x (oder y) als Abszissen aufgetragen sind, wird J durch Ausplanimetrierung des von dem erhaltenen Kurvenzug, der X- (oder Y-) Achse und den Ordinaten q_0' und q_n' begrenzten Bereiches bestimmt.

Drei- und mehrfache Integrale sind nach und nach auf die Formen J_a oder J_b zurückzuführen und nach den genannten, im folgenden kurz als IA, IB_1 und IB_2 bezeichneten Verfahren zu behandeln.

Bei der praktischen Durchführung der oben theoretisch gekennzeichneten Methoden bereitet die passende Umformung der gegebenen Integrale sowie die zeichnerische Darstellung der betreffenden Kurvennetze mitunter Schwierigkeiten. Soweit es sich aber um häufige Auswertung derselben Integrale zwischen verschiedenen Grenzen handelt, hat man die Umformung und die Hauptzeichenarbeit nur einmal zu leisten, um dafür ständig ein praktisches Rechenwerkzeug zur Hand zu haben. Als Beispiel für die Bedeutung des planimetrischen Verfahrens sei hier nur auf die weiter unten[2]) ausführlich behandelte Bestimmung der Wärmestrahlung eines Parallelepipedons hingewiesen, die, nach einer Dissertation von Schack, durch einen Ausdruck der Form

$$E = \int_{a=0}^{x_0} \int_{b=0}^{y_0} \int_{y=0}^{y_0} \int_{z=0}^{z_0} \frac{dy\,z\,dz}{[z^2 + a^2 + (y-b)^2]^2} \cdot \left\{1 - e^{-\sqrt{[z^2+a^2+(y-b)^2]}}\right\} \cdot a\,da\,db$$

gegeben ist. Das innere Doppelintegral, dessen rechnerische Auswertung auf eine sehr komplizierte Reihe führt, läßt sich nach Einführung geeigneter Variablen auf die Form J_a bringen und für jedes Wertepaar (a, b) durch eine Planimeterumfahrung in dem entsprechenden Netz auswerten; auch die endgültige Bestimmung des vierfachen Integrals ist praktisch leicht durchzuführen, während sie bei Schack ganz unterbleibt, da sie „die Länge und Unübersichtlichkeit der Formeln ins Groteske vermehrt" hätte.

II. Anwendungen des Prinzips auf die Bestimmung mehrfacher Integrale.

Liegt ein Doppelintegral von vornherein in der Form $J = \int\int f_1(x)\,dx\,f_2(y)\,dy$ vor, so setze man $f_1(x)\,dx = d\xi$, $f_2(y)\,dy = d\eta$, also $J = \int\int d\xi\,d\eta$, und messe den in ein $\xi\eta$-System umgezeichneten Bereich aus.

1. Zentrifugalmoment.

Es sei zunächst ein einfaches Beispiel von A. J. Amsler[3]) angeführt: Das zu berechnende Integral $J = \int\int xy\,dx\,dy$ wird durch einmalige Integration auf die Form

[1]) Vgl. R. Rothe, *a. a. O. S. 71.* [2]) Vgl. u. Teil II, Beispiel 5.

[3]) A. J. Amsler, Verfahren zur Bestimmung d. Zentrifugalmom. einer Fläche mit Hilfe des Integrators. *Zeitschr. f. Instrkde.* **46.** *S. 16. 1926.*

$\int x\left(\frac{y_2^2}{2}-\frac{y_1^2}{2}\right)dx$ gebracht, worin $\left(\frac{y_2^2}{2}-\frac{y_1^2}{2}\right)dx$ nichts anderes als das statische Moment dM (in bezug auf die X-Achse) eines Streifens vorstellt, der von zwei um dx voneinander entfernten Ordinaten aus der gegebenen Fläche ausgeschnitten wird. Es ist also $J=\int x\,dM$ der Inhalt eines Flächenstückes der xM-Ebene und, wenn M bekannt ist, durch einfache Ausplanimetrierung bestimmbar. Die Zeichnung der Kurve $M=f(x)$ wird in der genannten Arbeit mit Hilfe des Integrators durchgeführt, mit dem man für genügend viele x-Werte die Kontur umfährt, die durch die Y-Achse, die Ordinate mit der Abszisse x und die dazwischenliegende Begrenzung der gegebenen Fläche bestimmt ist. Wenn die Kurve $M=f(x)$ noch nicht vorliegt, wird das Doppelintegral $\int\int xy\,dx\,dy$ aber bequemer auf die Form J_a gebracht, indem man die gegebene Fläche in ein $\xi\eta$-System $\left(\xi=\frac{x^2}{2},\ \eta=\frac{y^2}{2}\right)$ umzeichnet und den Inhalt des neuen Bereiches dann mit dem Planimeter bestimmt.

2. Polares Trägheitsmoment.

Ein ähnliches Beispiel liefert das „Verfahren zur Bestimmung des polaren Trägheitsmomentes eines Umdrehungskörpers mittels des Integrators", das Amsler im gleichen Hefte derselben Zeitschrift angibt[1]). Es handelt sich hier um die Feststellung des polaren Trägheitsmomentes eines um die Z-Achse rotierenden Körpers in bezug auf eine Parallele zur X- oder Y-Achse; (diese Aufgabe liegt z. B. vor bei Untersuchung der konischen Pendelung eines Geschosses um die Flugbahntangente, wobei die Kenntnis des polaren Trägheitsmomentes in bezug auf eine durch den Schwerpunkt gehende und zur Hauptrotationsachse senkrechte Achse erforderlich ist). Der Auswertungsvorgang zerfällt in zwei Abschnitte:

a) Die Ermittlung des Schwerpunktes;

b) die Bestimmung des polaren Trägheitsmomentes in bezug auf die durch den Schwerpunkt gehende Querachse.

a) Bezeichnet dv ein Volumenelement des Körpers, so ist die Höhe des Schwerpunktes S über der XY-Ebene gegeben durch

$$z_s=\frac{\int z\,dv}{\int dv}=\frac{\int_0^{z_0}\int_0^{r}\int_0^{2\pi} z\,\varrho\,d\varphi\,d\varrho\,dz}{\int_0^{z_0}\int_0^{r}\int_0^{2\pi} \varrho\,d\varphi\,d\varrho\,dz}=\frac{2\pi\int_0^{z_0} z\,(r^2/2)\,dz}{2\pi\int_0^{z_0}(r^2/2)\,dz},$$

wenn φ, $\varrho\,(=\sqrt{x^2+y^2})$ und z Zylinderkoordinaten, $r=f(z)$ den Abstand eines Oberflächenpunktes von der Z-Achse und z_0 die Höhe des rotierenden Körpers vorstellen. Es ist also $z_s=\frac{\int z\,dM}{\int dM}$, worin M das (auf die Z-Achse bezogene) statische Moment der durch die Meridiankurve $r=f(z)$ gegebenen Fläche darstellt. Ist M ermittelt, so ist $\int z\,dM$ wieder durch einfache Ausplanimetrierung eines Flächenstückes der zM-Ebene zu bestimmen, das bis zur Endordinate $M=\int dM$ reicht.

Ist M unbekannt, so lassen sich die Integrale

1. $\int\int z\,\varrho\,d\varrho\,dz$ und 2. $\int\int \varrho\,d\varrho\,dz$

[1]) *Zeitschr. f. Instrkde.* **46.** *S. 19. 1926.*

wieder durch Einführung neuer Variablen $\xi_1 = \xi_2 = \varrho^2/2$, $\eta_1 = z^2/2$ und $\eta_2 = z$ auf die Form J_a bringen und nach Umzeichnung der gegebenen Fläche in ein $\xi\eta$-System mit dem Planimeter bestimmen.

b) Die gesuchten Trägheitsmomente sind, wenn $z - z_s = z'$ gesetzt wird:

$$J_x = \int (y^2 + z'^2)\, dv, \qquad J_y = \int (x^2 + z'^2)\, dv$$

oder, da $x^2 + y^2 = \varrho^2$,

$$J_x = J_y = \tfrac{1}{2}(J_x + J_y) = \tfrac{1}{2}\int (\varrho^2 + 2z'^2)\, dv = \tfrac{1}{2}\int_{-z_s}^{z_0 - z_s}\int_0^r\int_0^{2\pi} (\varrho^2 + 2z'^2)\, \varrho\, d\varphi\, d\varrho\, dz'$$

$$= \pi\left[\int_{-z_s}^{z_0 - z_s} (r^4/4)\, dz' + 2\int_{-z_s}^{z_0 - z_s} (r^2/2)\, z'^2\, dz'\right].$$

Das erste der in der eckigen Klammer stehenden Integrale ist direkt ermittelbar durch Umfahren der Meridiankurve zwischen den Endordinaten und der Z-Achse mit Hilfe des Amslerschen Integrators mit 4 Meßrollen; steht nur der Integrator mit 2 Meßrollen zur Verfügung, so schreibt Amsler:

$$J_x = J_y = \pi[\int (r^2/2)\, dM + 4\int (z'^2/2)\, dM].$$

Die beiden letzten Integrale stellen nun statische Momente (in bezug auf die M-Achse) von Kurven $M = f(r)$ und $M = f(z)$ in einem rM- und zM-System vor und sind wieder auf die oben angegebene Weise auswertbar.

Mit Hilfe des Polarplanimeters lassen sich die gesuchten polaren Trägheitsmomente leicht bestimmen, wenn man $\xi_1 = \varrho^4/4$, $\xi_2 = \varrho^2/2$ und $\eta_1 = z'$, $\eta_2 = z'^3/3$ setzt, also

$$J_x = J_y = \pi[\int\int d\xi_1\, d\eta_1 + 2\int\int d\xi_2\, d\eta_2].$$

Das Verfahren soll an dem von Amsler durchgeführten Beispiel des Kugelpendels veranschaulicht werden. Zum Vergleich beider Verfahren dient folgende Zusammenstellung:

a) Bestimmung des Schwerpunktes.

Verfahren von Amsler (vgl. Abb. 1a'): Die M-Werte, die durch dreizehn Integrator-Umfahrungen der zwischen Randlinie und Z-Achse liegenden Flächenstücke des Pendel-

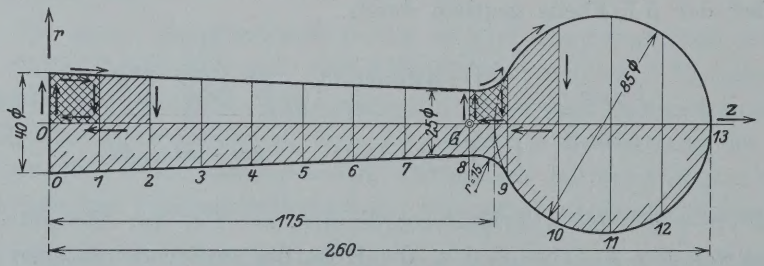


Abb. 1a' (Amsler a. a. O.).

schnittes von $z = 0$ bis $z = k$ $(k = 0, 1, 2, \ldots, 13)$ ermittelt sind, werden als Funktion von z aufgetragen. Die Ausplanimetrierung der erhaltenen Fläche zwischen $z = 0$ und $z = 13$ gibt $\int z\, dM$, die Länge der Endordinate $\int dM = M$, der Quotient beider Werte die Lage des Schwerpunktes:

$$z_s = \frac{1282{,}5\ \text{cm}^4}{76{,}2\ \text{cm}^3} = 16{,}7\ \text{cm}.$$

Verfahren I A: Eine Ausplanimetrierung des in ein $\xi\eta$-System ($\xi_1 = \varrho^2/2$, $\eta_1 = z^2/2$; Abb. 1b) umgezeichneten Pendelschnittes (Abb. 1a) zwischen Randlinie und Z-Achse

gibt $\int\int z\,\varrho\,d\varrho\,dz = \int z\,dM$, eine Ausplanimetrierung des in ein $\xi\eta$-System ($\xi_2 = \varrho^2/2$, $\eta_2 = z$; Abb. 1b′) umgezeichneten Pendelschnittes zwischen Randlinie und Z-Achse gibt $\int\int \varrho\,d\varrho\,dz = \int dM$, der Quotient beider Werte die Lage des Schwerpunktes:

$$z_s = \frac{1282{,}0\ \text{cm}^4}{74{,}0\ \text{cm}^3} = 17{,}3\ \text{cm}.$$

b) Bestimmung des polaren Trägheitsmomentes.

Verfahren von Amsler (Abb. 1a′): Die durch dreizehn Umfahrungen mit dem Integrator wie oben ermittelten M-Werte, diesmal von der Ordinate durch den Schwerpunkt S ausgehend, werden als Funktion von z und als Funktion von r aufgetragen. Durch Umfahrung der betreffenden Flächen mit dem Integrator findet man die Werte $\int (r^2/2)\,dM$ und $\int (z'^2/2)\,dM$, aus denen $J_x = J_y = \pi\left[\int (r^2/2)\,dM + 4\int (z'^2/2)\,dM\right]$ berechnet wird. Es ergab sich:

$$J_x = \pi\,[393{,}5 + 4 \cdot 2085]\ \text{cm}^5 = 27\,400\ \text{cm}^5.$$

Verfahren IA: Eine Ausplanimetrierung des in ein $\xi\eta$-System ($\xi_1 = \varrho^4/4$, $\eta_1 = z'$; Abb. 1c) umgezeichneten Pendels zwischen Randlinie und Z-Achse gibt $\int\int \varrho^3\,d\varrho\,dz' = \int (r^2/2)\,dM = 402\ \text{cm}^5$, eine Ausplanimetrierung des in ein $\xi\eta$-System ($\xi_2 = \varrho^2/2$, $\eta_2 = z'^3/3$; Abb. 1c′) umgezeichneten Pendels zwischen Randlinie und Z-Achse gibt $\int\int \varrho\,z'^2\,d\varrho\,dz'$, woraus $J_x = J_y = \pi\left[\int\int \varrho^3\,d\varrho\,dz' + 2\int\int \varrho\,z'^2\,d\varrho\,dz'\right]$ berechnet wird. Es ergab sich:

$$J_x = \pi\,[402 + 2 \cdot 4080]\ \text{cm}^5 = 26\,900\ \text{cm}^5.$$

Die Differenz der Meßergebnisse von durchschnittlich 2 % dürfte zum Teil in den Methoden selbst begründet sein, von denen die Amslersche mit ihren vielen Integratorumfahrungen sicher mehr Fehlermöglichkeiten einschließt.

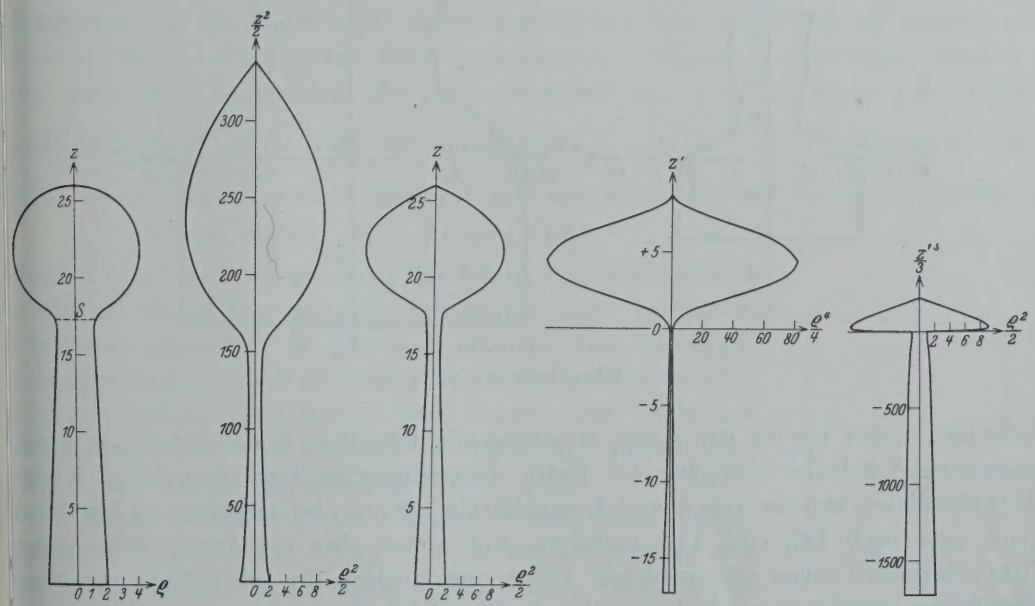


Abb. 1.

Vergleichshalber sei noch eine Arbeit von Groeneveld erwähnt[1]), der das gleiche Beispiel auf andere Weise mit dem Amslerschen Integrator behandelt, das

[1]) *Zeitschr. f. Instrkde.* **47**. *S. 128. 1927.*

polare Trägheitsmoment aber in bezug auf eine durch den Punkt $z = 0$ (statt $z = z_s$) gehende Rotationsachse bestimmt. Für den Schwerpunktsabstand findet er den Wert $z_s = 17{,}33$.

3. Treffwahrscheinlichkeit.

Auf dem in I A genannten Prinzip beruht auch das Verfahren, das R. Rothe[1]) in seiner Arbeit „Über die Treffwahrscheinlichkeit eines Zieles“ anwendet: Jedem Punkte der Zielscheibe kann man eine Zahl zuordnen, welche für die bestimmte Geschoßladung, Zielentfernung usw. die Häufigkeit der Treffer angibt, die für den als Nullpunkt betrachteten „mittleren Treffpunkt“ am größten ist und von diesem aus gesetzmäßig abnimmt; denkt man sich die „Häufigkeit“ in jedem Punkte der Scheibe als Höhe aufgetragen, so entsteht der „Trefferberg“, dessen Schichtlinien gewöhnlich Ellipsen sind, und dessen Oberfläche durch $z = e^{-(h^2 x^2 + k^2 y^2)}$ gegeben ist, wenn h und k die Präzisionsmaße in der X- und Y-Richtung, d. h. in den Richtungen der beiden Hauptachsen, bedeuten. Der Inhalt des Trefferberges ist dann $J = \iint\limits_{(S)} e^{-(h^2 x^2 + k^2 y^2)}\, dx\, dy$ und die „Treffwahrscheinlichkeit“ der Scheibe

$$W = \frac{h\,k}{\pi} \iint\limits_{(S)} e^{-(h^2 x^2 + k^2 y^2)}\, dx\, dy\,,$$

wenn S die Randlinie der Scheibe vorstellt.

Auch dieses Integral ist, wenn S, h und k bekannt sind, mit dem Planimeter bestimmbar. Zunächst wird der Maßstab des Trefferberges im Verhältnis $h:1$ und $k:1$

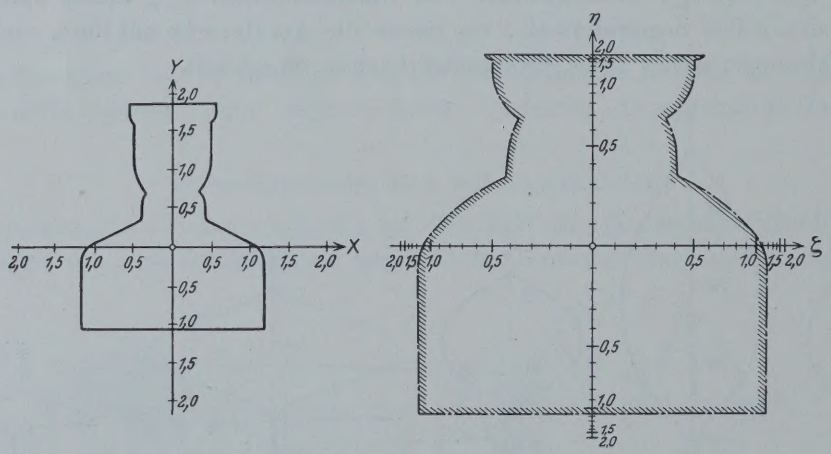


Abb. 2 (Rothe a. a. O.).

verändert, wobei die in die Karte einzutragende Randlinie S der Scheibe in s der „reduzierten“ Scheibe übergeht; die Karte des reduzierten Trefferberges hat Kreise als Schichtlinien und ist von h und k unabhängig; sie ist also allgemein zu benutzen, wenn man nach $\mathrm{I\,B_1}$ oder $\mathrm{I\,B_2}$ verfahren will, wobei aber die Anzahl der nötigen Planimeterumfahrungen sehr groß ist. Es ist nun möglich, für jede Scheibe mit einer Umfahrung auszukommen, weil man den vereinfachten Ausdruck

$$W = \frac{1}{\pi} \iint\limits_{(s)} e^{-(x^2 + y^2)}\, dx\, dy$$

[1]) *Artill. Monatshefte 1916. S. 65 u. 125*; vgl. auch C. Cranz, *Lehrbuch der Ballistik*, Berlin, Julius Springer *1925. I, S. 449.*

durch Einführung von $\xi = \varphi(x)$, $\eta = \varphi(y)$ auf die gewünschte Form J_a bringen kann; dabei bedeutet $\varphi(t)$ das Gaußsche Fehlerintegral $\varphi = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^t e^{-t^2} dt$, dessen Werte aus Tabellen[1]) zu entnehmen sind; man erhält

$$W = \tfrac{1}{4} \iint_{(s')} d\xi \, d\eta,$$

wenn s' die Randlinie der in das $\xi\eta$-System umgezeichneten Scheibe ist (s. Abb. 2). Das einmal hergestellte $\xi\eta$-Netz ist zur Umzeichnung beliebiger Scheiben benutzbar, deren Treffwahrscheinlichkeit nach diesem Verfahren dann jedesmal durch eine einzige Planimetrierung bestimmbar ist.

Für ein räumliches Ziel wird die entsprechende Treffwahrscheinlichkeit

$$W = \frac{1}{\sqrt{\pi}^3} \iiint_{(k)} e^{-(x^2+y^2+z^2)} \, dx \, dy \, dz$$

durch Einführung von $\xi = \varphi(x)$, $\eta = \varphi(y)$, $\zeta = \varphi(z)$ auf die Form

$$W = \tfrac{1}{8} \iiint_{(k')} d\xi \, d\eta \, d\zeta = \int q(\zeta) \, d\zeta$$

gebracht, worin $q(\zeta)$ den Querschnittsinhalt in der Höhe ζ vorstellt; jedes $q(\zeta)$ wird, wie oben angegeben, durch eine Planimeterumfahrung ermittelt; trägt man dann q als Funktion von ζ auf, so läßt sich W durch eine letzte Planimetrierung bestimmen. (Verfahren I A und $\mathrm{I\,B_1}$.)

4. Mittlerer geometrischer Abstand.

Hierher gehört eine Arbeit von Haak[2]) über „Graphische Bestimmung der Selbstinduktivität gerader zylindrischer Leiter beliebiger Querschnittsform". Die Selbstinduktivität eines geraden zylindrischen Leiters von beliebigem Querschnitt ist gleich der gegenseitigen Induktivität von zwei parallelen geraden, unendlich dünnen Leitern, deren Abstand gleich dem „mittleren geometrischen Abstand g des gegebenen Leiterquerschnitts von sich selbst" ist; wenn die Länge l des Leiters groß ist gegen g, so ist seine Selbstinduktivität $L = 2l\left(\ln \frac{2l}{g} - 1\right)$. Allgemein ist der mittl. geom. Abstand g einer Fläche F von sich selbst definiert durch die Beziehung:

$$G(F, F) = F^2 \ln g = \iint \ln z \, dF \, dF',$$

worin dF und dF' zwei Elemente der Fläche F im gegenseitigen Abstande z vorstellen und die Integration über die ganze Fläche zu erstrecken ist. Es soll zunächst das Haaksche Lösungsverfahren zur Bestimmung des mittl. geom. Abstandes symmetrischer Querschnitte und danach eine nach den Grundsätzen von I A entwickelte, auf beliebige Querschnittsformen anwendbare Methode besprochen werden.

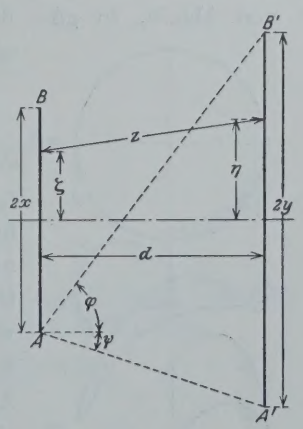


Abb. 3 (Haak a. a. O.).

Haak zerlegt die zur X-Achse symmetrische Fläche durch die Ordinaten $y_0, \ldots, y_k, \ldots, y_n$ in einzelne Streifen und bestimmt zunächst (nach einem weiter unten beschriebenen Verfahren) die von den gegenseitigen mittl. geom. Abständen der einzelnen Ordinaten abhängigen Größen

$$G(l, k) = \iint \ln z \, dy_l \, dy_k.$$

[1]) Z. B. C. Cranz, *a. a. O. S. 675* und Jahnke u. Emde, *Funktionentafeln*, Leipzig (Teubner) *1909. S. 31.*

[2]) *Zeitschr. f. Angew. Mathem. u. Mech. 1921. S. 227.*

Werden dann, für jedes k gesondert, die Größen $G(o, k)$ bis $G(n, k)$ als Ordinaten zu den Abszissen x_0 bis x_n aufgetragen und die freien Endpunkte durch eine Kurve verbunden, so erhält man durch Planimetrierung der so entstandenen Bereiche die Werte $J_k = G(k, F)$, d. h. die auf die mittl. geom. Abstände der Strecken y_k von der ganzen Fläche F bezüglichen G-Werte. Endlich werden die Größen $G(k, F)$ als Ordinaten zu den Abszissen x_k aufgetragen; durch Ausmessung der von der erhaltenen Kurve H, den Endordinaten und der X-Achse begrenzten Fläche findet man den gesuchten Wert $G(F, F) = \int\int \ln z \, dF \, dF'$.

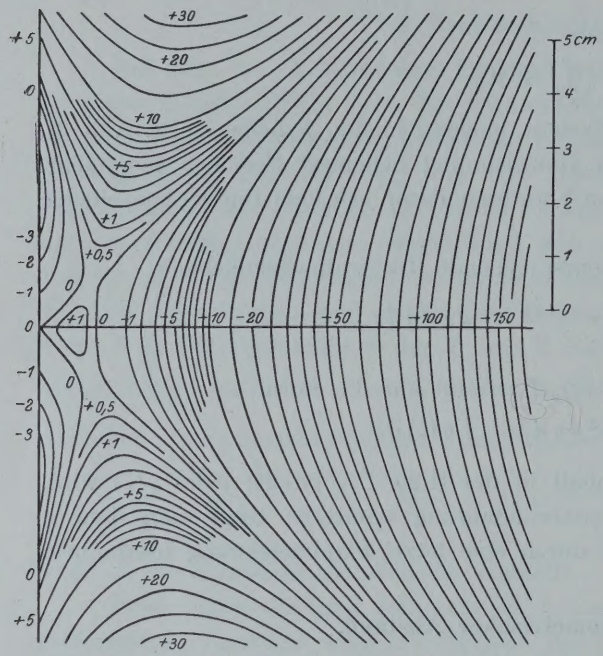


Abb. 4 (Haak a. a. O.).

Es handelt sich jetzt nur noch um die Bestimmung des von dem mittleren geometrischen Abstand zweier paralleler Strecken mit gemeinsamer Symmetrieachse abhängigen $G(l, k)$, für welche Haak folgenden Weg einschlägt (Abb. 3). Es sei d der senkrechte Abstand der beiden jetzt mit $2x$ und $2y$ bezeichneten Strecken mit den Elementen $d\xi$ und $d\eta$; dann ist $z = \sqrt{d^2 + (\xi - \eta)^2}$ und die Auswertung des Integrals in geschlossener Form möglich; es ist nämlich, wenn man $x + y = d \cdot \operatorname{tg} \varphi$ und $x - y = d \cdot \operatorname{tg} \psi$ setzt, $G(x, y) = p(\varphi, d) - p(\psi, d)$, wenn $p(\varphi, d)$ die Funktion

$$d^2 \left[\frac{\cos 2\varphi}{\cos^2 \varphi} (\ln \cos \varphi - \ln d) + 2\varphi \operatorname{tg} \varphi - \tfrac{3}{2} \operatorname{tg}^2 \varphi \right]$$

bezeichnet. Haak trägt nun auf einem durchsichtigen Deckblatt die Kurven $p = \text{const.}$ auf (Abb. 4); legt man dieses Blatt so auf Abb. 3, daß die Vertikalachse von Abb. 4 mit der Strecke $2x$ von Abb. 3 zusammenfällt und der Nullpunkt von Abb. 4 mit dem Punkte A von Abb. 3, so gibt die Differenz der bei B' und A' abgelesenen Netzwerte die gesuchte Größe

$$G(x, y) = \int_{-y}^{+y} \int_{-x}^{+x} \ln z \, d\xi \, d\eta.$$

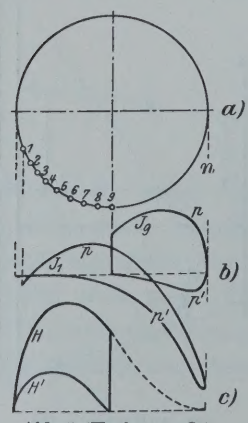


Abb. 5 (Haak a. a. O.).

Als Beispiel führt Haak unter anderem die Bestimmung des mittleren geometrischen Abstandes eines Kreises (Radius $r_0 = 3{,}49$ cm) von sich selbst durch. Wie in Abb. 5a angedeutet, werden neun Ordinaten der linken Kreishälfte benutzt, und der von links nach rechts gezogene Durchmesser wird als Symmetrieachse betrachtet; da der Kreis auch zu dem hierzu senkrechten Durchmesser symmetrisch ist, brauchen die Zeichnungen für die rechte Kreishälfte nicht ausgeführt zu werden. Mit Hilfe des Deckblattes Abb. 4 werden, wie oben angegeben, die Werte $G(k, k)$ bis $G(n, k)$ abgelesen und für jedes k gesondert ($k = 1, 2, 3, \ldots, 9$) als Ordinaten zu den entsprechenden Punkten der X-Achse aufgetragen. Abb. 5b zeigt die so erhaltenen Kurven für $k = 1$ und $k = 9$; durch Ausplanimetrierung findet man aus diesen die Werte $G(k, F')$[1]), die wieder als Ordinaten zu den ent-

[1]) F' ist der rechts von y_k liegende Teil von F.

sprechenden Werten von x aufgetragen und deren freie Endpunkte durch eine Kurve H verbunden werden (Abb. 5c). Die Kurve H' entsteht, wenn man die Flächen Abb. 5b nur immer bis zur mittleren Ordinate 9 ausmißt, und sie ersetzt den in Abb. 5c punktierten Teil der H-Kurve. Die von der ausgezogenen Kurve H und der horizontalen Achse begrenzte Fläche entspricht ja nur dem auf den mittleren geometrischen Abstand der linken Kreishälfte von der ganzen Kreisfläche, die von der Kurve H' begrenzte Fläche dem fehlenden, auf den mittleren geometrischen Abstand der linken (oder rechten) Kreishälfte von sich selbst bezüglichen G-Wert, und beide zusammen ergeben erst den Wert $G(F,F') = \frac{1}{2} G(F,F)$.

Zur Bestimmung des mittleren geometrischen Abstandes einer beliebigen ebenen Fläche von sich selbst nach Verfahren IA soll das zu ermittelnde Integral $G(F,F)$ in folgender Form geschrieben werden:

$$G(F,F) = \tfrac{1}{2} \int\int\int\int \ln [(x_2 - x_1)^2 + (y_2 - y_1)^2] \, (dx_2 \, dy_2) \, (dx_1 \, dy_1),$$

worin die Integration nach den beiden Flächenelementen

$$dF_1 = dx_1 \, dy_1 \quad \text{und} \quad dF_2 = dx_2 \, dy_2$$

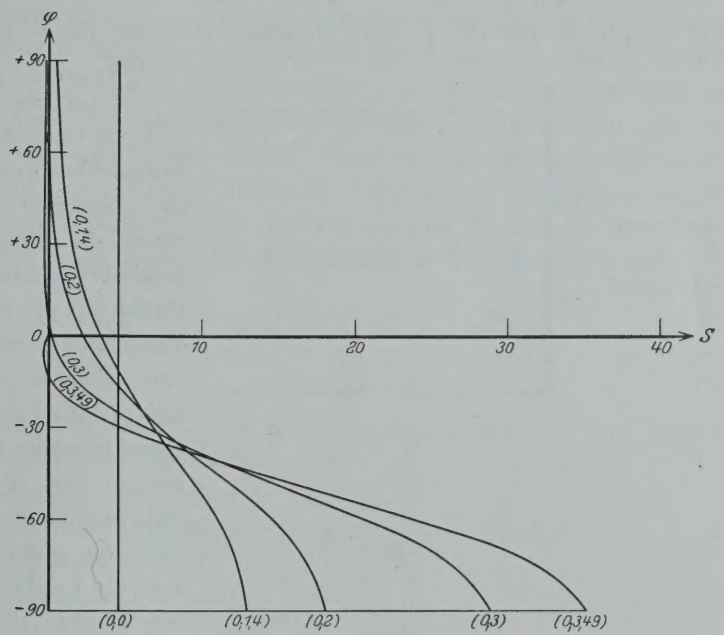


Abb. 6.

jedesmal über die ganze Fläche F zu erstrecken ist. Setzt man

$$x_2 - x_1 = \xi, \quad y_2 - y_1 = \eta,$$

so erhält man

$$G(F,F) = \int\int_F dx_1 \, dy_1 \cdot \tfrac{1}{2} \int\int_{F'} \ln (\xi^2 + \eta^2) \, d\xi \, d\eta,$$

wobei jedem Wertepaar (x_1, y_1) eine Fläche F' entspricht, die aus F durch Parallelverschiebung hervorgeht. Durch Einführung von Polarkoordinaten erhält man

$$J = \tfrac{1}{2} \int\int_{F'} \ln (\xi^2 + \eta^2) \, d\xi \, d\eta = \int\int_{F''} r \ln r \, dr \, d\varphi = \int\int_{F'''} dS \, d\varphi,$$

wenn man

$$S = \int \ln r \cdot r \cdot dr = \tfrac{1}{4} r^2 (\ln r^2 - 1)$$

setzt und unter F'' bzw. F''' den in ein (r, φ)- bzw. (S, φ)-System umgezeichneten Bereich F' versteht. Bei der praktischen Durchführung der Aufgabe genügt es aber, die Berandung von F in die von F', F'' und F''' umzurechnen und nur die letztgenannte zu zeichnen, wie im folgenden erläutert wird:

Als Beispiel soll die von Haak durchgeführte Aufgabe der Bestimmung des mittleren geometrischen Abstandes einer Kreisfläche ($r_0 = 3{,}49$ cm) von sich selbst nach dem soeben beschriebenen Verfahren gelöst werden. Zunächst wird für einige Punkte der Y-Achse des gegebenen Kreises, nämlich für die Wertepaare $(x_1; y_1) = (0; 1{,}4)$, $(0; 2)$, $(0; 3)$ und $(0; 3{,}49)$, die Begrenzungslinie im $S\varphi$-System berechnet und eingezeichnet (Abb. 6). Spalte 5 und 7 der Tafel 1 des Anhangs S. 33 geben die Berechnung für den Punkt $(0; 2)$. Für den Punkt $(x_1; y_1) = (0; 0)$ ist $r^2 = r_0^2 = (3{,}49)^2 = 12{,}1801$ und $S = \frac{r_0^2}{4}(\ln r_0^2 - 1) = 4{,}568$.

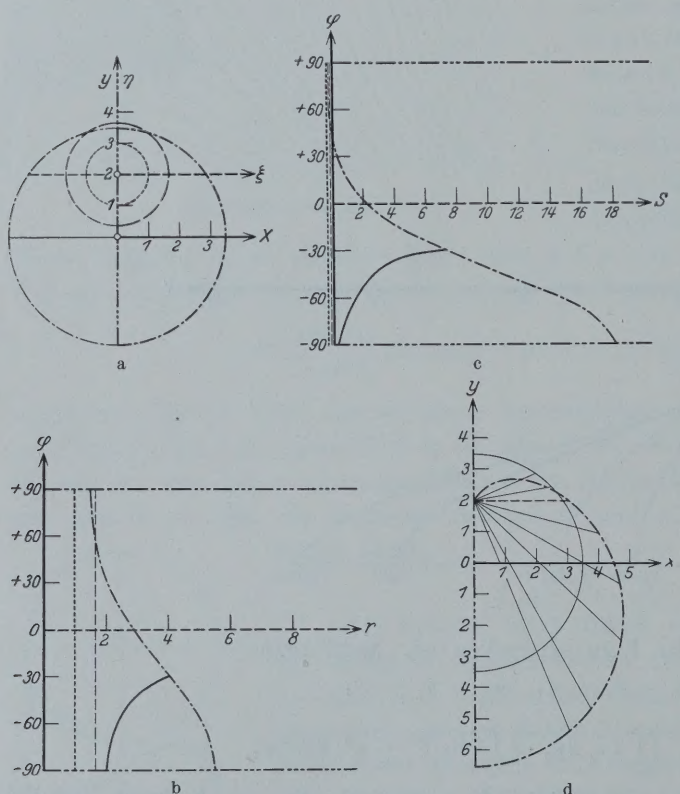
Aus $S = \frac{1}{4} r^2 (\ln r^2 - 1)$ folgt, daß die Achse $S = 0$ sowohl dem Werte $\ln r^2 = 1$, d. h. $r = \sqrt{e} = 1{,}65$, als auch dem Werte $r = 0$ entspricht;

$$\left(\lim_{r \to 0} S = \lim_{r \to 0} \frac{\ln r^2 - 1}{4/r^2} = \lim_{r \to 0} \frac{1/r^2}{-4/r^4} = \lim_{r \to 0} \frac{-r^2}{4} = 0\right).$$

Ferner folgt aus

$$\frac{dS}{d(r^2)} = \frac{\ln r^2}{4} \left(\text{und } \frac{d^2S}{d(r^2)^2} = \frac{1}{4r^2}\right),$$

daß S bei $\ln r^2 = 0$, d. h. bei $r = 1$, sein Minimum erreicht; dieses hat den Wert $-0{,}25$.



Bevor nun der weitere einfache Gang der Lösung der Aufgabe besprochen wird, soll zur besseren Veranschaulichung die Umzeichnung der gegebenen Kreislinie für einen Punkt $(x_1; y_1)$ nochmal genau durchgeführt werden; zu diesem Zwecke wurden die Abb. 7a bis 7c gezeichnet, in denen einander entsprechende Linien und Punkte gleichartig bezeichnet sind. Abb. 7a stellt die gegebene Fläche F dar; als Punkt $(x_1; y_1)$ wurde der Punkt $(0; 2)$ gewählt. Nimmt man die Gerade $y = 2$ dieser Abbildung als ξ-Achse, so hat man die Fläche F' vor sich, deren Randpunkte durch die Spalten 2 und 4 der Tafel 1 gegeben sind; die Spalten 5 und 6 liefern die Fläche F'' (Abb. 7b), die Spalten 5 und 7 die Fläche F''' (Abb. 7c). Die η-Achse geht in den Abbildungen 7b und 7c in die Geraden $\varphi = \pm 90$ über, die ξ-Achse in die Gerade $\varphi = 0$, der Punkt $(x_1; y_1)$ selbst in die Geraden $r = 0$ (Abb. 7b) und $S = 0$ (Abb. 7c). Das Bild der Geraden $y = 0$ wurde besonders berechnet. Die linke Kreishälfte von Abb. 7a ist das Spiegelbild der rechten Kreishälfte an der η-Achse, d. h. in Abb. 7b und 7c an den Geraden $\varphi = \pm 90$. Zur Veranschaulichung wurden ferner um den Punkt $(x_1; y_1) = (0; 2)$ in Abb. 7a Kreise mit den Radien $r = 1$ und $r = \sqrt{e}$ geschlagen, die

in Abb. 7b in die Geraden $r=1$ und $r=\sqrt{e}$, in Abb. 7c in die Geraden $S=-0{,}25$ und $S=0$ übergehen. In Abb. 7c entspricht das von den Geraden $S=0$ und $S=-0{,}25$ begrenzte Gebiet sowohl der Fläche des Kreises mit dem Radius 1 als auch dem Ringgebiet zwischen beiden Kreisen. Die Ausplanimetrierung des von der Kurve $S(\varphi)$, der Achse $S=0$ und den Geraden $\varphi=\pm 90$ begrenzten Flächenstückes der Abb. 7c gibt den Wert des Doppelintegrals $\int\int dS\,d\varphi$ für den gewählten Punkt $(x_1; y_1)$. Diesen Wert kann man auch noch nach einer anderen Methode finden[1]): Setzt man $S=R^2/4$, also $R=r\sqrt{\ln r^2-1}$, so wird $dS=\frac{1}{2}R\,dR$, und $J=\int\int dS\,d\varphi$ geht über in ein Doppelintegral $J=\int\int\frac{1}{2}R\,dR\,d\varphi$, das die halbe Fläche eines Sektors in der $\xi\eta$-Ebene darstellt; diesen erhält man (Abb. 7d), wenn man vom Punkte $(x_1; y_1)$ aus durch die Punkte $(\xi; \eta)$ Radien der Länge $R=r\sqrt{\ln r^2-1}=2\sqrt{S}$ zieht (R-Werte der Spalte 8), deren freie Endpunkte man durch einen Kurvenzug verbindet; die Ausplanimetrierung der Fläche der Abb. 7d ergab den Wert 34,8, woraus $J=17{,}4$ folgt (übereinstimmend mit dem weiter unten angegebenen Wert).

Nach diesen Betrachtungen soll die Bestimmung des Doppelintegrals $J=\int\int dS\,d\varphi$ für alle gewählten Punkte $(x_1; y_1)$ vorgenommen werden; durch Ausmessung der in Abb. 6 dargestellten Bereiche im $S\varphi$-System erhält man für jedes y_1 einen Wert $q/2=J$ (Taf. 2, Anhang s. Schluß), d. h. den vom mittleren geometrischen Abstand der Punkte $(0; y_1)$ von der halben Kreisfläche abhängigen G-Wert; q ist zunächst in qcm gefunden, wobei dem gewählten Maßstabe nach 1 qcm $=2\cdot 10\cdot 1^0=0{,}3490$ zu setzen ist; (für den Punkt (0; 2) ist danach $q/2=17{,}4$ wie oben). Die zum Vergleich in Klammern beigefügten Werte der Spalte 3 sind berechnet nach der allgemeinen Formel für den mittleren geometrischen Abstand eines Punktes einer Kreisfläche von dieser Fläche[2]):

$$\pi r_0^2 \ln g = \pi r_0^2 [\ln r_0 - 0{,}5 + 0{,}5\,(a/r_0)^2],$$

worin

$$a=\sqrt{x_1^2+y_1^2}$$

den Abstand des Aufpunktes vom Kreismittelpunkt angibt. Nun ist wegen der allseitigen Symmetrie des Kreises der mittlere geometrische Abstand von der Kreisfläche für alle Punkte mit gleichem a^2 der gleiche, d. h. die Linien $q=$ const. (Verfahren IB_1) stellen sich in einem xy-System als Kreise dar. In diesem Beispiel ist also die Ausplanimetrierung der Schichtlinien nicht nötig, da sich die Querschnitte einfach als $a^2\pi$, also für $x_1=0$ als $y_1^2\pi$ ergeben; es wurden daher (vgl. Abb. 8) die Werte q als Funktion von $y_1^2\pi$ (Tafel 2, letzte Spalte) aufgetragen; die ausgleichende Kurve ist in diesem Falle eine Gerade, und der Inhalt der von ihr und den Achsen begrenzten Fläche läßt sich einfach berechnen. Bei Berücksichtigung der Maßstäbe fand man $Q=731$, also: $G(F,F)=2Q=1462$ (gegen 1469,4 bei Haak; theoretischer Wert[3]): 1464).

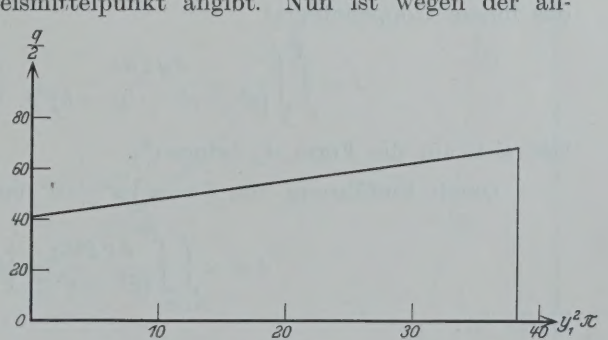


Abb. 8.

---

[1]) Bemerkung von R. Rothe.

[2]) Vgl. F. Breisig: Theoretische Telegraphie, 2. Aufl. Braunschweig (Vieweg) 1924, S. 158.

[3]) Vgl. F. Breisig a. a. O.

5. Wärmestrahlung eines Quaders.

Als besonders interessantes und lehrreiches Beispiel soll die Wärmestrahlung eines Stoßofens behandelt werden. In einer Arbeit von Schack[1]) „Über die Strahlung der Feuergase und ihre praktische Berechnung“ wird der Stoßofen als ein Quader mit den Kantenlängen $x = 3\,\mathrm{m}$, $y = 1\,\mathrm{m}$, $z = 0{,}5\,\mathrm{m}$ angesehen. Die Wärmestrahlung eines Flächenelementes dF_1 eines mit absorbierendem Gas gefüllten Körpers auf ein Element dF_2 ist nach der genannten Arbeit:

$$E = E_n \frac{\cos\varphi_1 \cos\varphi_2}{s^2} (1 - e^{-\varkappa s})\, dF_1\, dF_2;$$

darin bedeuten E_n die Strahlung in senkrechter Richtung ohne Berücksichtigung der Absorption, s die Länge der Verbindungsgeraden beider Elemente, φ_1 und φ_2 die Winkel dieser Geraden mit den entsprechenden Flächennormalen und $\varkappa$ eine Gaskonstante ($= k \cdot p$, Produkt von Absorptionskonstante und Partialdruck). Nach Abb. 9 ist daher die Strahlung eines Elementes der Seitenwand $x = 0$ eines Parallelepipedons auf ein Flächenelement dF der Grundfläche:

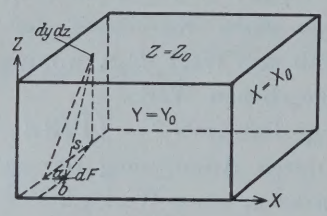


Abb. 9.

$$E = E_n \frac{\cos\varphi_1 \cos\varphi_2}{s^2} (1 - e^{-\varkappa s})\, dF\, (dy\, dz),$$

worin

$$s = \sqrt{z^2 + a^2 + (y-b)^2}, \quad \cos\varphi_1 = \frac{z}{s}, \quad \cos\varphi_2 = \frac{a}{s}$$

zu setzen ist. Die Wärmestrahlung der ganzen Seitenfläche $x = 0$ auf die Grundfläche ist also, wenn E_n der Schackschen Arbeit gemäß durch E_0/π ersetzt wird[2])

$$E = \frac{E_0}{\pi} \int_{a=0}^{x_0} \int_{b=0}^{y_0} \int_{y=0}^{y_0} \int_{z=0}^{z_0} \frac{dy\, z\, dz}{[z^2 + a^2 + (y-b)^2]^2} \cdot \left\{1 - e^{-\varkappa \sqrt{z^2 + a^2 + (y-b)^2}}\right\} a\, da\, db = \frac{E_0}{\pi} J_{yz}; \quad 1)$$

das innere Doppelintegral

$$J = \int_0^{y_0} \int_0^{z_0} \frac{dy\, z\, dz}{[z^2 + a^2 + (y-b)^2]^2} \cdot \left\{1 - e^{-\varkappa \sqrt{z^2 + a^2 + (y-b)^2}}\right\} \qquad 2a)$$

läßt sich auf die Form J_a bringen[3]).

Durch Einführung von $\xi = \varkappa \sqrt{z^2 + a^2}$ und $\eta = \varkappa (y - b)$ erhält man

$$J = \varkappa \int_{\xi_1}^{\xi_2} \int_{\eta_1}^{\eta_2} \frac{d\eta\, \xi\, d\xi}{[\xi^2 + \eta^2]^2} \cdot \left\{1 - e^{-\sqrt{\xi^2 + \eta^2}}\right\}; \qquad 2b)$$

hierin ist:

$$\xi_1 = \varkappa a \geqq 0, \quad \xi_2 = \varkappa \sqrt{z_0^2 + a^2} > 0, \quad \eta_1 = -\varkappa b \leqq 0, \quad \eta_2 = \varkappa (y_0 - b) \geqq 0.$$

$\varkappa$ kann $= 1$ gesetzt werden, da andernfalls nur eine Maßstabsänderung eintritt. Durch jeden Punkt $(\xi_1; \eta_1)$ ist also der rechteckige Integrationsbereich in der $\xi\eta$-Ebene völlig bestimmt. Durch Einführung von Polarkoordinaten $\xi = \varrho \cos\varphi$, $\eta = \varrho \sin\varphi$ oder, für $\sin\varphi = \tau$, $\xi = \varrho \sqrt{1 - \tau^2}$, $\eta = \varrho\tau$, findet man

$$J = \int\int d\tau \frac{d\varrho}{\varrho^2} (1 - e^{-\varrho}) = \int\int d\sigma\, d\tau, \qquad 2c)$$

---

[1]) *Dissertation* Danzig 1924.

[2]) Formel 29) bei Schack.

[3]) Unveröff. Verfahren v. R. Rothe.

worin

$$\sigma = \int \frac{d\varrho}{\varrho^2}(1 - e^{-\varrho}) = \frac{e^{-\varrho} - 1}{\varrho} + Ei(-\varrho) \qquad 3)$$

und $Ei(-\varrho)$ den Integrallogarithmus $\int_{\infty}^{\varrho} \frac{e^{-\varrho}}{\varrho} d\varrho$ bedeutet[1]).

Es handelt sich nun zunächst darum, das Netz der Kurven $\xi = \text{const.}$ und $\eta = \text{const.}$ in ein rechtwinkliges $\sigma\tau$-System einzuzeichnen. Die nach Formel 3) berechneten Punkte $\sigma = f(\varrho)$ (Taf. 1, Anhang) wurden durch eine Kurve ausgeglichen,

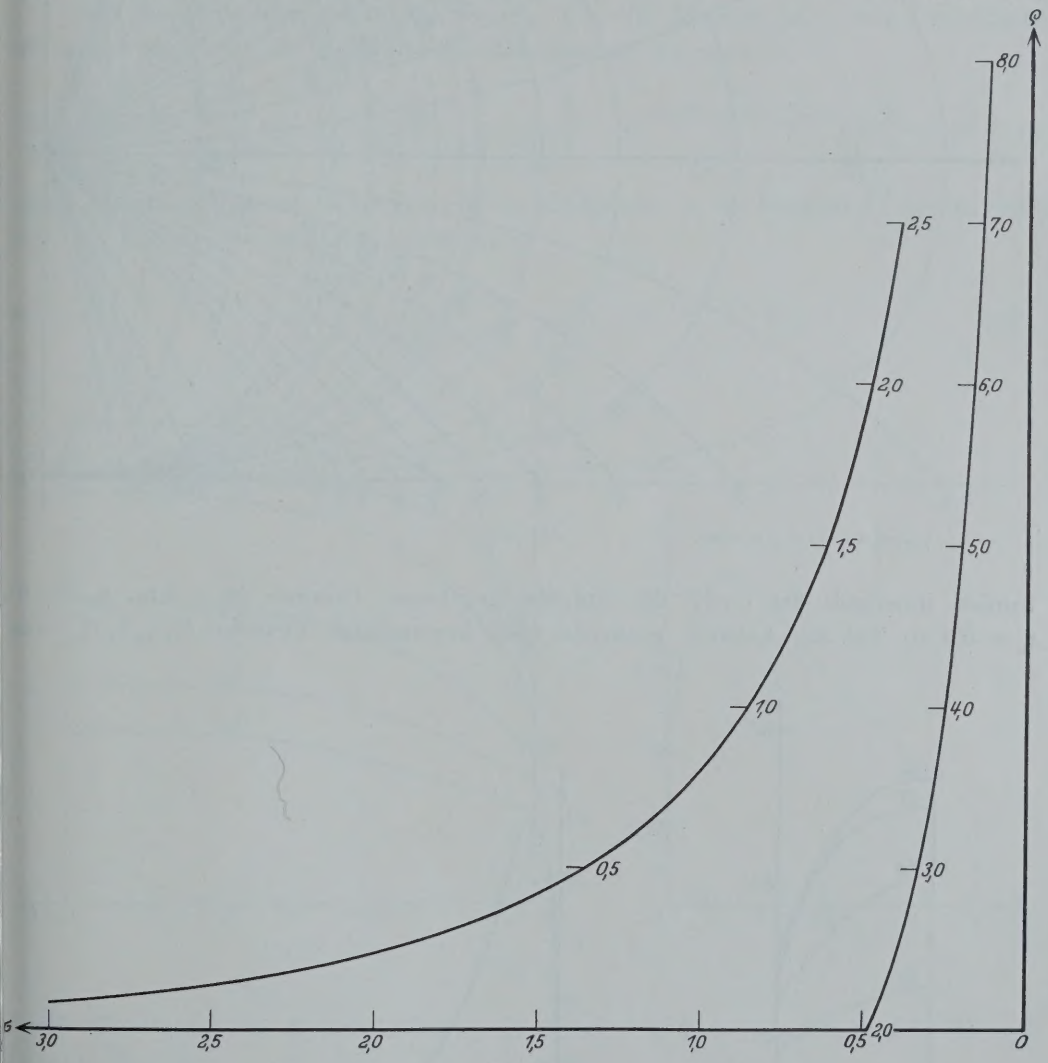


Abb. 10a.

aus welcher die σ-Werte entnommen wurden, die zu den für runde Werte von τ und ξ (bzw. τ und η) erhaltenen ϱ-Werten gehörten; diese Kurve ist in Abb. 10a wiedergegeben. Schreibt man an die σ-Skala die entsprechenden Werte von ϱ an (vgl. Abb. 10b, Schnittpunkt der Kurven $\xi = \text{const.}$ mit der σ-Achse), so sieht man, daß für kleine ϱ die Teilstriche weit auseinander liegen; für $\varrho = 0$ ist $\sigma = -\infty$. Es braucht aber keines der Rechtecke $(\xi_1 \eta_1 \xi_2 \eta_2)$, für die

[1]) Vgl. z. B. Jahnke u. Emde, Funktionentafeln S. 19.

$\xi_1 = 0$ ist, berücksichtigt zu werden, da die ausgemessenen Flächeninhalte später noch mit $a = \xi_1$ (Formel 1) zu multiplizieren sind. In dem $\xi\eta$-Netz (Abb. 10b)

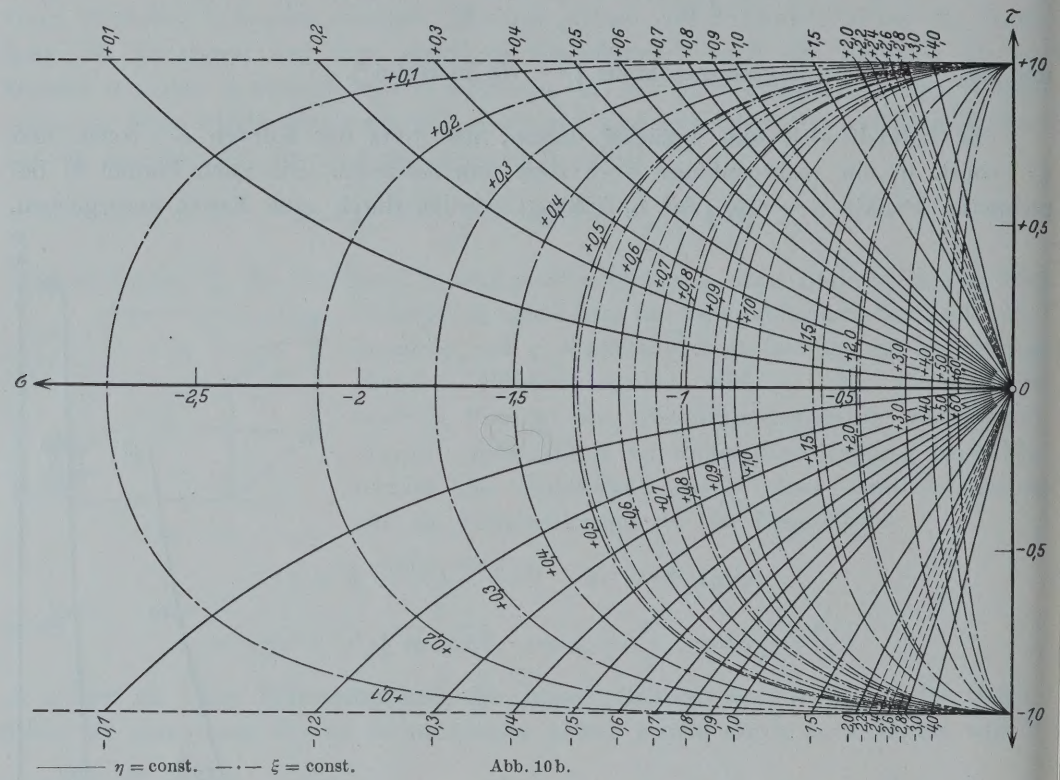


Abb. 10b.

wurden innerhalb der durch die Aufgabe gegebenen Grenzen ($x_0 = 3$ m, $y_0 = 1$ m, $z_0 = 0{,}5$ m; Taf. 2a, Anhang) genügend viele krummlinige Vierecke ($\xi_1\,\eta_1\,\xi_2\,\eta_2$) aus-

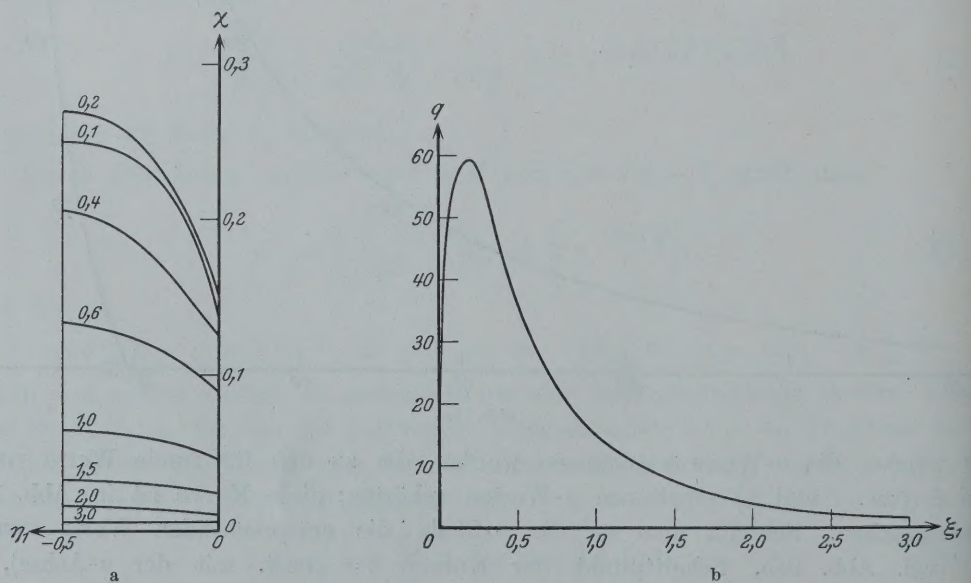


Abb. 11.

planimetriert. Die erhaltenen Werte, jedesmal mit ξ_1 multipliziert, geben die Größen $\chi(\xi_1\,\eta_1)$; (vgl. auch Berechnung für $\xi_1 = 1$, $\eta_1 = -1$ Anh. S. 34, Beispiel).

In einem $\chi\eta_1$-System wurden nun (Verfahren IB_2) die Kurven $\xi_1 = \text{const.}$ (Abb. 11a) gezeichnet und ausgemessen (Anh. Tfl. 2b). Der Wert für J_{yz} (Formel 1) ergibt sich dann durch eine letzte Planimetrierung, wenn man die mit dem Planimeter bestimmten Flächeninhalte q der Schichtlinien $\xi_1 = \text{const.}$ als Ordinaten zu den entsprechenden ξ_1-Werten aufträgt, zu $J_{yz} = 0{,}187$ (Abb. 11b); für die Strahlung der Seitenfläche $x = 0$ auf die Grundfläche erhält man also: $(E_0/\pi) \cdot J_{yz} = (E_0/\pi) \cdot 0{,}187$.

Auf gleiche Weise findet man die Strahlung der Fläche $y = 0$ auf die Grundfläche, indem man x mit y, a mit b vertauscht: $(E_0/\pi) \cdot J_{xz} = (E_0/\pi) \cdot 0{,}584$ (Abb. 12a u. b, Taf. 3a u. 3b, Anhang).

Die Strahlung der Deckfläche ($z = z_0$) auf ein Element (a, b) der Grundfläche ist nach Formel 32) der Schackschen Dissertation (für $\varkappa = 1$):

$$E = \frac{E_0}{\pi} z_0^2 \, dF \int_0^{y_0} \int_0^{x_0} \frac{dx\,dy}{[z_0^2 + (x-a)^2 + (y-b)^2]^2} \left\{1 - e^{-\sqrt{z_0^2 + (x-a)^2 + (y-b)^2}}\right\} = \frac{E_0}{\pi} z_0^2 \, dF \cdot J; \quad 4a)$$

dieses Integral J läßt sich in ähnlicher Weise umformen in ein Integral $\int\int d\sigma' \, d\varphi$; setzt man $\xi = x - a$, $\eta = y - b$, so erhält man

$$J = \int_{-b}^{y_0 - b} \int_{-a}^{x_0 - a} \frac{d\xi\,d\eta}{[z_0^2 + \xi^2 + \eta^2]^2} \left\{1 - e^{-\sqrt{z_0^2 + \xi^2 + \eta^2}}\right\}; \quad 4b)$$

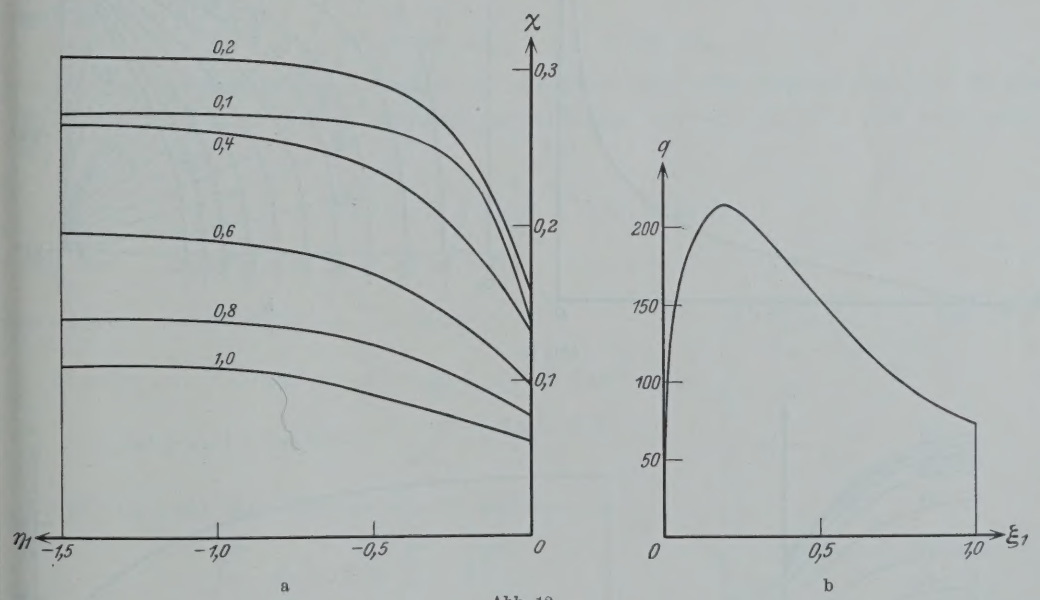


Abb. 12.

durch Einführung von Polarkoordinaten $\xi = \varrho \cos\varphi$ und $\eta = \varrho \sin\varphi$ geht das Doppelintegral über in

$$J = \int\int \frac{\varrho\,d\varrho\,d\varphi}{[z_0^2 + \varrho^2]^2} \left\{1 - e^{-\sqrt{z_0^2 + \varrho^2}}\right\} = \int\int d\sigma' \, d\varphi; \quad 4c)$$

hieraus läßt sich $\sigma' = \int \frac{\varrho\,d\varrho}{[z_0^2 + \varrho^2]^2} \left\{1 - e^{-\sqrt{z_0^2 + \varrho^2}}\right\}$ berechnen,

wenn man $\sqrt{z_0^2 + \varrho^2} = u$ setzt; man findet

$$\sigma' = \int \frac{u\,du}{u^4} \{1 - e^{-u}\}$$

und durch partielle Integration:

$$\sigma' = \frac{1}{2u^2}\{e^{-u}(1-u)-1\} - \frac{Ei(-u)}{2}. \qquad 5)$$

Wenn man in einem rechtwinkligen $\varphi\sigma'$-System die φ-Skala zur $\varphi\tau$-Doppelleiter aus-

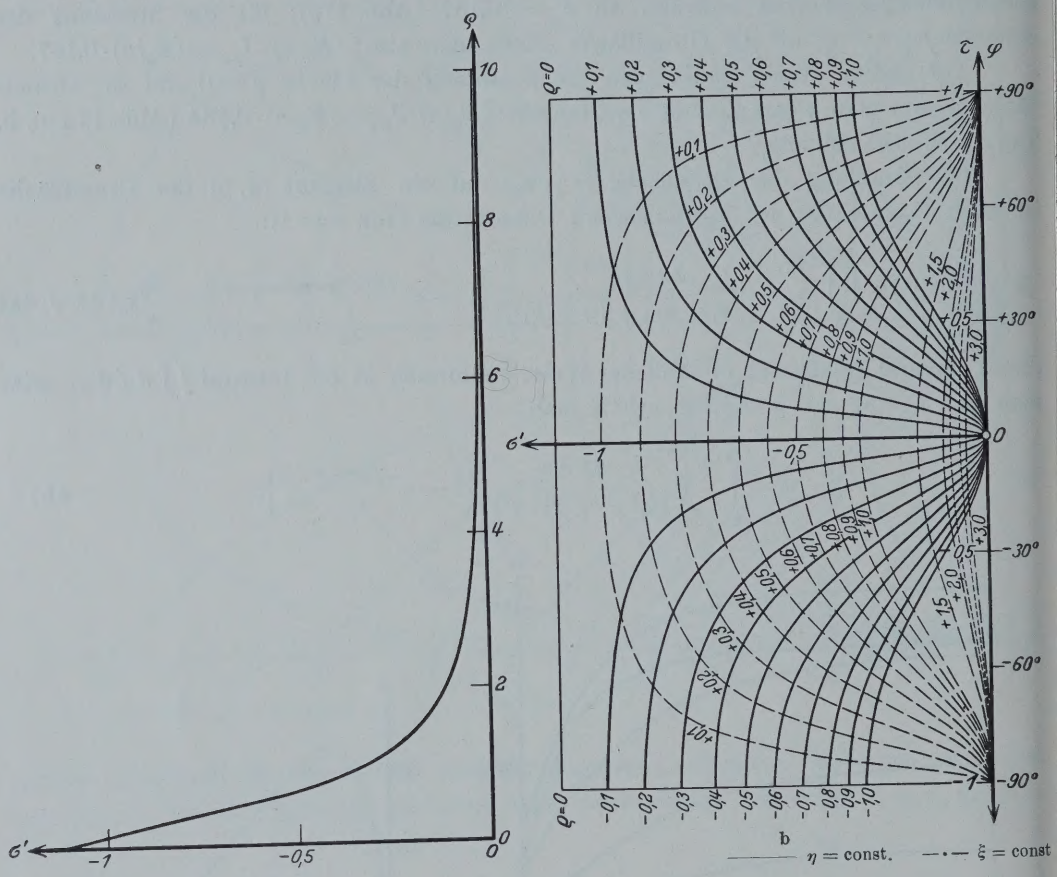


Abb. 13.

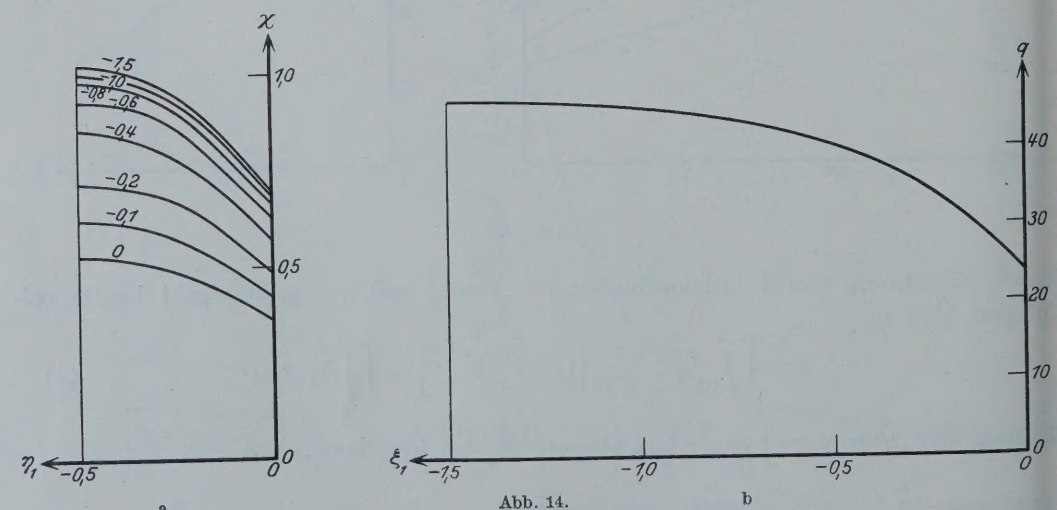


Abb. 14.

bildet, so läßt sich mit Hilfe einer nach Taf. 4 (Anhang) gezeichneten Kurve $\varrho = f(\sigma')$ das ursprünglich (S. 437) für runde Werte von τ berechnete $\xi\eta$-Netz in

diesem Koordinatensystem eintragen. Zu beachten ist, daß diesmal der Punkt $\varrho = 0$ im Endlichen auf der σ'-Achse liegt. Die Kurve $\xi = 0$ wird gebildet durch die Geraden $\varphi = \pm 90$ und $\varrho = 0$ (letztere dem Nullpunkt des Systems entsprechend). Der weitere Verlauf der Auswertung ist dann derselbe wie bei den Seitenflächen (Taf. 5a u. b, Anhang; Abb. 13a—b u. 14a—b). Es ergab sich $J_{xy} = 2{,}454$. Danach beträgt die Gesamtstrahlung für 1 qm der Grundfläche:

$$E = \frac{1}{3}\frac{E_0}{\pi}[2J_{yz} + 2J_{xz} + J_{xy}] = \frac{E_0}{\pi} \cdot 1{,}332 = 0{,}425\, E_0.$$

(Nach Schacks Berechnung: $E = 0{,}45\, E_0$).

6. Wärmestrahlung eines Zylindermantels.

Als nächstes Beispiel möge die Berechnung der Wärmestrahlung des Mantels eines (mit absorbierendem Gas gefüllten) geraden Kreiszylinders (Radius $\varrho = 1$, Höhe $z = H$; $\varkappa = 1$) dienen. Nach der Schackschen Arbeit wird für die Strahlung wieder der Wert

$$E = E_n \int\int \frac{\cos\varphi_1 \cos\varphi_2}{s^2}[1 - e^{-s}]\, dF_1\, dF_2 = E_n \int\int \Phi(\alpha_1, \alpha_2, z_1, z_2)\, dF_1\, dF_2 \qquad 1)$$

gesetzt; sind dF_1 und dF_2 Flächenelemente des Zylindermantels, so ist (vgl. Abb. 15)

$$dF_1 = \varrho\, d\alpha_1\, dz_1, \quad dF_2 = \varrho\, d\alpha_2\, dz_2$$

und für $\varrho = 1$:

$$dF_1 = d\alpha_1\, dz_1, \quad dF_2 = d\alpha_2\, dz_2;$$

wegen der Symmetrie des Zylinders ist die Strahlung aller Flächenelemente gleicher Höhe gleich; d. h. Φ hängt nur von der Differenz $\alpha = \alpha_2 - \alpha_1$ ab, und man erhält für $z = z_2 - z_1$:

$$E = 2\pi E_n \int_0^H dz_1 \int_{-z_1}^{H-z_1} \int_0^{2\pi} \Phi(\alpha, z)\, d\alpha\, dz; \qquad 2)$$

nun ist:

$$\sin\varphi_1 = \frac{\delta}{s} = \sin\varphi_2;$$

$$\delta^2 = (z_2 - z_1)^2 + \sin^2\alpha; \quad s^2 = (z_2 - z_1)^2 + 4\sin^2\alpha/2;$$

$$\cos^2\varphi = 1 - \sin^2\varphi = \frac{s^2 - \delta^2}{s^2} = \frac{4\sin^4\alpha/2}{s^2}.$$

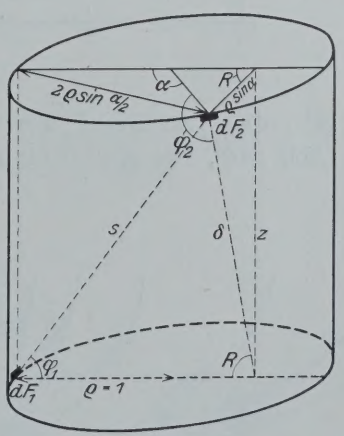


Abb. 15.

Da Φ nur vom Quadrat von $\sin\alpha/2$ abhängt, ist

$$\int_0^{2\pi} \ldots d\alpha = 2 \cdot 2 \cdot \int_0^{\pi/2} \ldots d\frac{\alpha}{2},$$

also $E = 32\pi E_n J$, wobei

$$J = \int_0^H dz_1 \int_{-z_1}^{H-z_1} \int_0^{\pi/2} \frac{\sin^4\frac{\alpha}{2}\, d\frac{\alpha}{2}\, dz}{\left[z^2 + 4\sin^2\frac{\alpha}{2}\right]^2} \cdot \left[1 - e^{-\sqrt{z^2 + 4\sin^2\alpha/2}}\right].$$

Mit Hilfe von Kurven $\Phi = f(z)$ bei konstantem α ($\alpha/2 = 15^0, 30^0, 45^0, 60^0$ und 90^0) wurden die Kurven $\Phi(\alpha, z) = \text{const.}$ als Schichtlinien einer Geländefläche im $(\alpha/2, z)$-System eingezeichnet (Abb. 16a u. b) und für genügend viele Bereiche von

$$\left(\frac{\alpha}{2} = 0, z = -z_1\right) \quad \text{bis} \quad \left(\frac{\alpha}{2} = \frac{\pi}{2}, z = H - z_1\right)$$

ausplanimetriert (Anh. S. 36, Taf. 1); für Zylinder anderer Höhe wären also nur andere z-Grenzen der Bereiche zu wählen. Mit Hilfe von Tafel 1 wurden dann in Abb. 16c die Kurven $q = f(\Phi)$ erhalten, deren Ausplanimetrierung die Werte J_{z_1} der Tafel 2

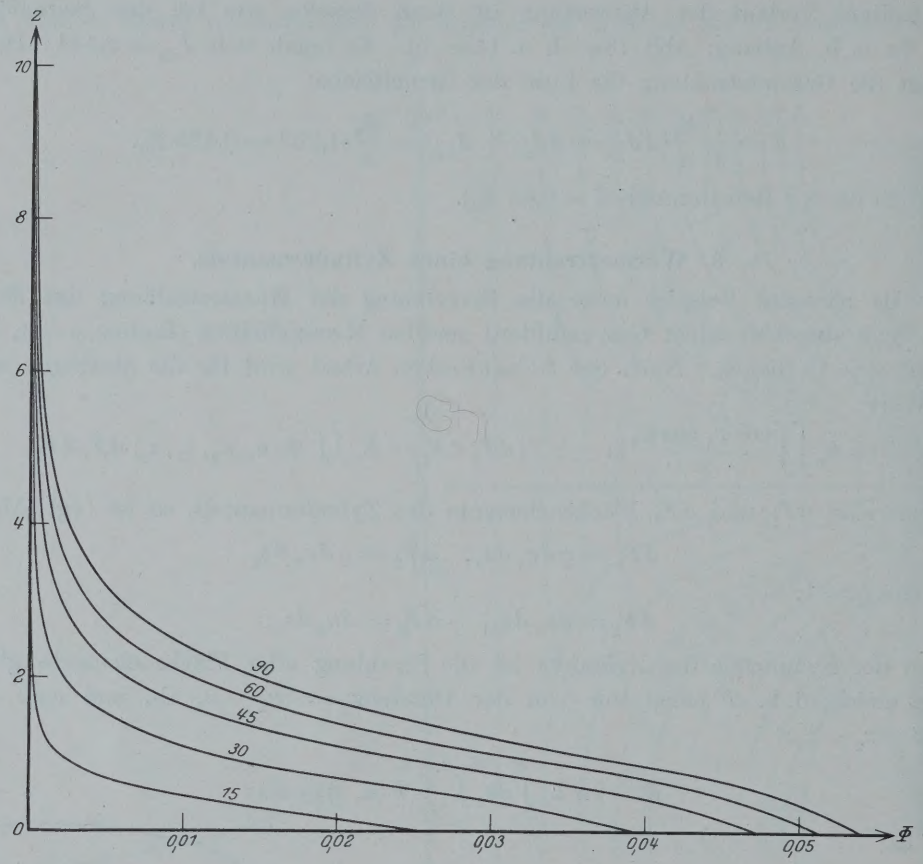


Abb. 16a.

gab; die Ausmessung des von der Kurve $J_{z_1} = f(-z_1)$ begrenzten Flächenstückes (Abb. 16d), von $z_1 = 0$ bis $z_1 = H$, liefert den gesuchten Wert J des dreifachen Inte-

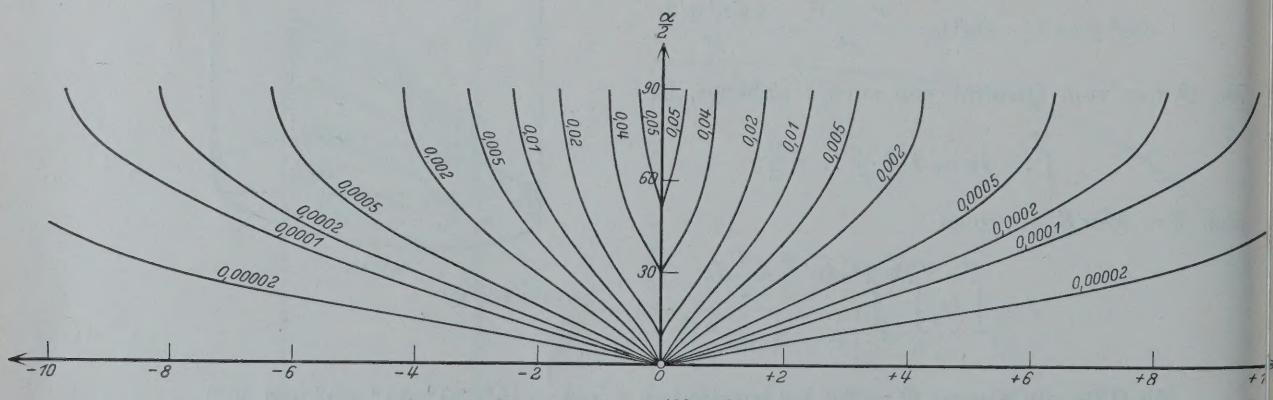


Abb. 16b.

grals, der, mit $32\pi E_n$ multipliziert, die Gesamtstrahlung des „absolut schwarzen" Mantels eines Kreiszylinders darstellt.

Beispiel: $\varrho = 1$; $H = 10$.

Man findet $J = 2 \cdot 101{,}3 = 202{,}6$ qcm und unter Berücksichtigung der gewählten Einheiten $J = 1{,}414$, also $E = 32\,\pi \cdot 1{,}414\, E_n$ und auf 1 qm bezogen:

$$E_{qm} = \frac{1{,}414 \cdot 32\,\pi}{10 \cdot 2\,\pi} E_n = 2{,}262\, E_n .$$

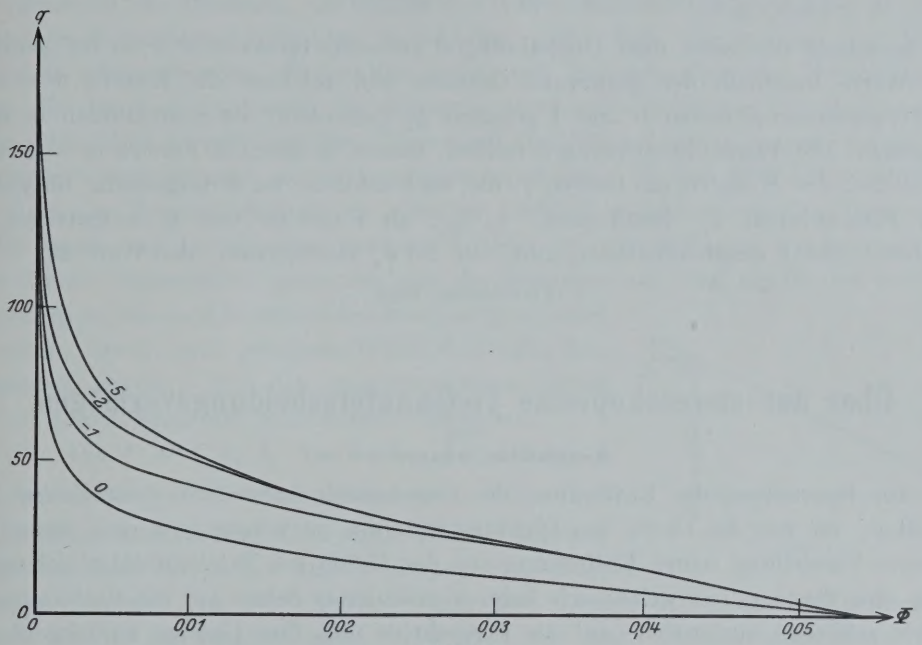


Abb. 16c.

Auf ähnliche Weise läßt sich die Strahlung des Zylindermantels auf die Grundfläche bestimmen. Es ist in diesem Falle (vgl. Abb. 17)

$$dF_1 = \varrho_1\, d\varrho_1\, d\alpha_1, \quad dF_2 = \varrho_0\, d\alpha_2\, dz,$$

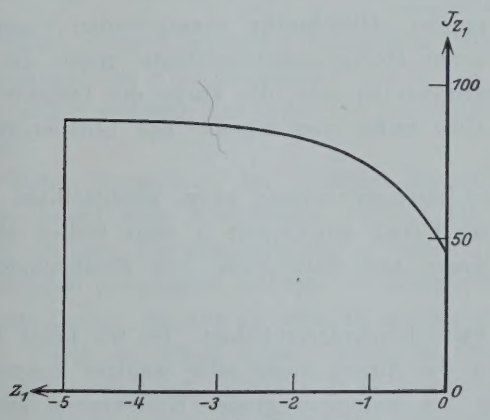


Abb. 16d.

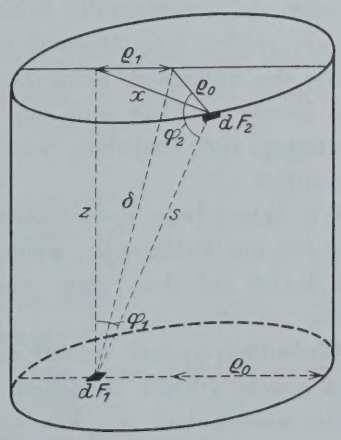


Abb. 17.

wobei der Radius des Zylinders ϱ_0 wieder $= 1$ gesetzt wird. Man erhält dann

$$E = E_n \cdot \int_0^1 \int_0^{2\pi} \varrho_1\, d\varrho_1\, d\alpha_1 \int_0^H \int_0^{2\pi} \frac{\cos\varphi_1 \cos\varphi_2}{s^2} \left[1 - e^{-s}\right] dz\, d\alpha_2$$

$$\alpha = \alpha_2 - \alpha_1, \quad d\alpha_2 = d\alpha, \quad s^2 = z^2 + x^2 = z^2 + (\varrho_1^2 + 1 - 2\,\varrho_1 \cos\alpha),$$

$$\cos\varphi_1 = \frac{z}{s}, \quad \cos\varphi_2 = \frac{1 + s^2 - \delta^2}{2\,s} = \frac{1 - \varrho_1 \cos\alpha}{s}.$$

Wegen der Symmetrie des Zylinders hängt die Strahlung wieder nur von der Differenz $\alpha = \alpha_2 - \alpha_1$, nicht von α_2 selbst ab, und es ergibt sich:

$$E = 2\pi E_n \cdot \int_0^1 \varrho_1 \, d\varrho_1 \int_0^H \int_0^{2\pi} \frac{z(1 - \varrho_1 \cos\alpha)\, dz\, d\alpha}{[z^2 + (1 + \varrho_1^2) - 2\varrho_1 \cos\alpha]^2} \left\{1 - e^{-\sqrt{z^2 + (1+\varrho_1^2) - 2\varrho_1 \cos\alpha}}\right\}. \quad 2)$$

Man berechnet die unter dem Doppelintegral stehende Funktion $\Phi(z, \alpha)$ für genügend viele Werte innerhalb der gegebenen Grenzen und zeichnet die Kurven $\Phi = \text{const.}$ (für verschiedene zwischen 0 und 1 gelegene ϱ_1 gesondert) als Schichtlinien in einem $z\alpha$-System. Die Ausplanimetrierung derselben, immer im gleichen Bereich ($\alpha = 0$, $z = 0$ bis $\alpha = 2\pi$, $z = H$) liefert die Größen q, die, als Funktion von Φ dargestellt, für jedes ϱ_1 einen Flächeninhalt J_{ϱ_1} bestimmen. $\varrho_1 \cdot J_{\varrho_1}$, als Funktion von ϱ_1 aufgetragen und zwischen 0 und 1 ausplanimetriert, gibt, mit $2\pi E_n$ multipliziert, den Wert E.

(Fortsetzung folgt.)

Über das stereoskopische Tiefenunterscheidungsvermögen.

Von
Maximilian Maurer in Wien.

Zur Beurteilung der Entfernung der Gegenstände haben wir verschiedene Möglichkeiten. Ist uns die Größe des Objektes bekannt, so können wir eine wenn auch ungenaue Vorstellung seiner Entfernung aus der Größe des Netzhautbildes bekommen. Es ist dies die Art, auf welche wir beim monokularen Sehen auf die Entfernung der Objekte schließen und welche auf die Perspektive und ihre Gesetze zurückgeht. Bei beträchtlicher Entfernung wirkt noch die Luftperspektive mit; das ist die Erscheinung, daß zu dem von einem Objekt reflektierte Licht, das in der Luftschichte zwischen Objekt und Auge diffundierte Licht dazukommt. Dieses diffundierte Licht enthält einen um so größeren Prozentgehalt kurzwelliger Strahlung, je dicker unter sonst gleichen Umständen die durchstrahlte Schichte ist. Dadurch erscheint uns ein Objekt um so blauer, je größer sein Abstand zum Auge ist. Gleichzeitig verschwinden wegen der Zunahme der Helligkeit zarte Details, deren Helligkeitsunterschiede gegen die Umgebung bereits zu klein sind, um wahrnehmbar zu sein, die Farbe der Objekte wird ungesättigter und ähnliches, was man alles unter den Namen der Luftperspektive zusammenfaßt.

Wir haben beim monokularen Sehen strenggenommen keine unmittelbare Empfindung für die Entfernung, sondern unser Urteil, ein Objekt A wäre weiter als ein Objekt B ist auf dem Wege von Schlüssen aus einer Fülle von Erfahrungen genommen.

Wesentlich anders verhält es sich beim binokularen Sehen. Da wir beide Augen auf das gleiche Objekt einstellen, müssen die Augen mehr oder weniger konvergent gerichtet werden und wir können daher bei genügend großer Konvergenz aus der Muskelempfindung auf die Distanz schließen. So können wir etwa auch bei geschlossenen Augen ein Objekt in einer bestimmten geringen Entfernung „fixieren“ und werden, wenn wir dann die Augen öffnen, auch tatsächlich mit einen geringen Fehler die Konvergenz der Augenachsen als richtig finden (z. B. Zeigefinger 20 bis 30 cm vor den Augen). Genauer als absolute Entfernungen erkennt man Entfernungsunterschiede mittels der Konvergenz. Dies geht aus den Versuchen von Wundt und Bourdon[1])

[1]) Nagel, Physiologie der Sinne, Bd. 3.

hervor. Doch sind die Angaben der Beobachter voneinander verschieden und es ist nicht ganz klar, ob es sich bei diesen Beobachtungen um reine Konvergenz handelt, oder ob nicht Bildparallaxe oder Akkomodation unterstützend einwirkte. Bei größeren Entfernungen nimmt aber die Muskelempfindung immer mehr und mehr ab. Es bleibt aber nunmehr der Umstand, daß durch den verschiedenen Standpunkt der Augen die Bilder des betrachteten Objektes verschieden sind. Man nimmt dann an, daß die einander entsprechenden Bildpunkte nicht auf korrespondierende Netzhautpunkte fallen. Es ist dies gleichzeitig die allgemein anerkannte Erklärung für das körperliche Sehen, das nicht so sehr auf der Eigenschaft des binokularen Apparats beruht, Entfernungen wahrzunehmen, als Entfernungsunterschiede. Da das Bild auf der Netzhaut mit Hilfe der Netzhautelemente in einzelne Bildpunkte zerlegt wird, so können wir Entfernungen nur bis zu einer gewissen Grenze als unterschieden wahrnehmen. Um diese Grenze festzustellen, gehen wir von der Annahme aus, daß ein Winkel von ca. 5″ notwendig ist, um zwei Netzhautelemente genügend stark zu reizen, damit zwei getrennte Wahrnehmungen hervorgerufen werden. Für den stereoskopischen Effekt muß in jedem Auge ein Netzhautbild entstehen.

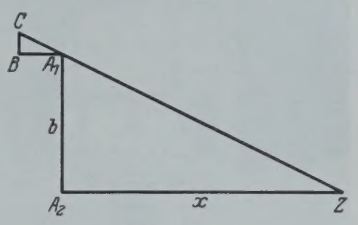


Abb. 1.

In Abb. 1 sind A_1 A_2 die beiden Augenlinsen, b die Augenbasis (mit 60 mm angenommen), $\overline{BC}$ = Teil des Netzhautelementes (0,00072 mm), $\overline{BA_1}$ = Knotenpunkt-Netzhaut (30 mm). Das Verhältnis $BC : BA_1$ ergibt den Winkel von 5″. (Hierbei wurde der Abstand Knotenpunkt-Netzhaut willkürlich mit 30 mm angenommen, da es sich hier um Verhältniszahlen handelt.) Es ergibt sich aus Abb. 1:

$$x : b = 30 : 0{,}00072$$
$$x : 60 = 30 : 0{,}00072$$
$$x = 2500 \text{ m}.$$

Nach dieser Überlegung müßte das Tiefenunterscheidungsvermögen mit Hilfe der Stereoskopie bei einer Sehschärfe von 5″ bis auf 2500 m reichen. Wir werden später diese bisher geltende Annahme auf ihre Richtigkeit hin untersuchen.

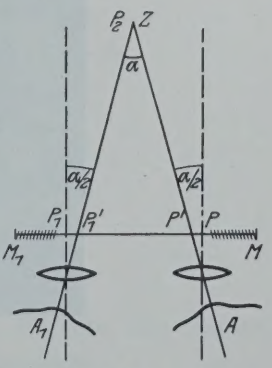


Abb. 2.

Beim Betrachten des Geländes kommt uns irgendeine Grenze kaum zum Bewußtsein, da wir, wie schon früher erwähnt, in der Tiefenwahrnehmung durch viele andere Erscheinungen unterstützt werden. So bildet das Gelände selbst eine Art Leiter, die uns zu dem zu schätzenden Objekte hinführt. Fehlt ein Stück dieser Leiter, so sehen wir das Gelände sofort verkürzt. Führt z. B. senkrecht zur Blickrichtung ein Tal, dessen herwärtige Wand wir nicht sehen und von der jenseitigen Wand nur ein Teil sichtbar ist, so sehen wir wohl bis zu einer gewissen Entfernung auch ohne Schattenwirkung usw., daß ein Abstand zwischen den Talwänden besteht, jedoch werden wir die Größe desselben unterschätzen. Schattenbildung, Aufdecken der Gegenstände aufeinander usw. bilden eine weitere Erleichterung in der Tiefenunterscheidung.

Da diese Erwägungen zeigen, daß der stereoskopische Tiefeneindruck mit freiem Auge aus einer ganzen Reihe von Erscheinungen resultiert, versuchte ich im Hinblick

auf die Wichtigkeit, welches dieses Gebiet für militärische Zwecke hat, auch darauf hinzuzielen, die stereoskopischen Entfernungsmesser bezüglich ihrer theoretischen Grundlage zu überprüfen. Dieses an sich eng begrenzte Gebiet dürfte jedoch auch allgemeines wissenschaftliches Interesse haben.

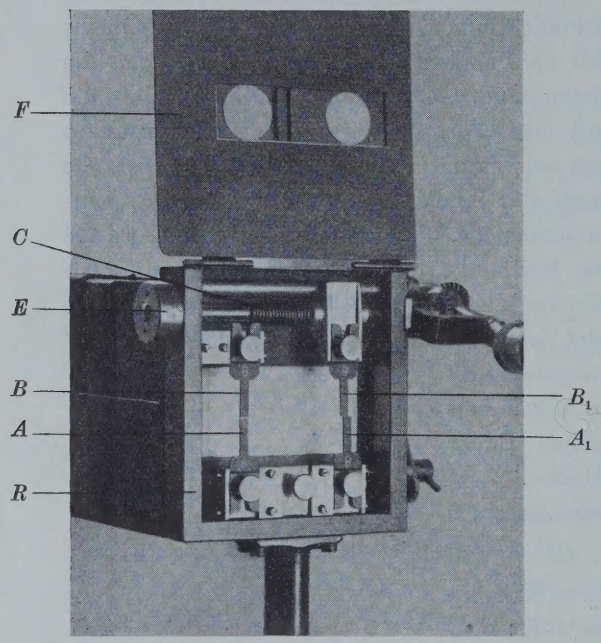


Abb. 3.

Das Prinzip eines stereoskopischen Entfernungsmessers ist im wesentlichen schematisch in Abb. 2 gezeigt.

Denken wir uns in P und P_1 die Bilder einer Marke und können wir diese Bilder mit den Mikrometerschrauben M und M_1 verschieben, so können wir die Marken nach P' resp. P_1' verschieben. Betrachten wir nun diese Marken (Augenstandpunkte A und A_1), so wird uns das stereoskopische Bild der Marke gleichweit wie das Ziel Z im Terrain erscheinen. Der Winkel α ergibt das Maß für die jeweiligen Entfernungen. Ebenso kann das Markenbild in einer fixen Entfernung gesehen werden und das Ziel durch ein Keilsystem gegen die Marke scheinbar bewegt werden. Bemerkenswert jedoch ist der Umstand, daß bei allen Entfernungsmessern der gesamte Winkel an eine Seite gestellt wird, was naturgemäß dem freiäugigen Sehen nicht vollständig entspricht.

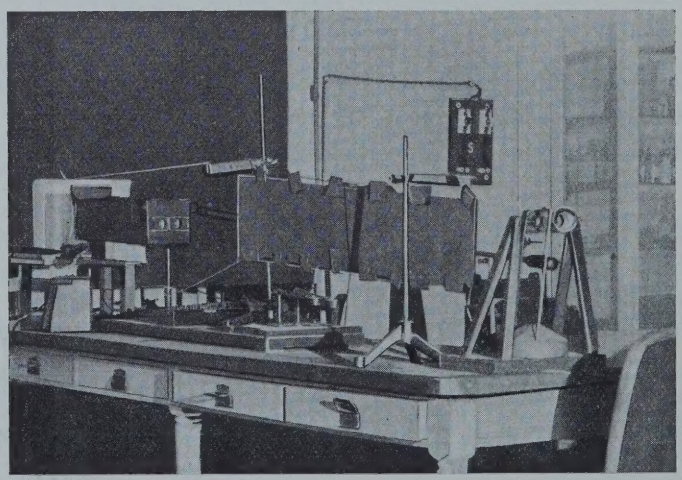


Abb. 4.

Um die Genauigkeit des stereoskopischen Entfernungsmessens zu untersuchen, verwendete ich den Apparat zur Überprüfung von Noniuseinstellungen (v. Hofe), welcher auch für Stereoeinstellungen eingerichtet ist[1]). (S. Abb. 3 und 4.)

[1]) v. Hofe, *Zeitschr. f. techn. Physik.* **1.** *Nr. 4, 1920.*

An dieser Stelle sei Herrn Direktor Dr. v. Hofe (C. P. Goerz) für Überlassung des Apparates vieler Dank ausgesprochen.

Der Rahmen R (Abb. 3) trägt die vier Marken AB und $A_1 B_1$. AA_1 und B sind fix, B_1 kann durch eine Mikrometerschraube C mittels einer Kegelradübertragung mit Hilfe einer Stange (Abb. 4, rechts) verschoben werden. Die Einstellung kann in $^1/_{100}$ mm an der Skalentrommel E abgelesen werden. Die in der Abbildung hochgeklappte Blende F wird während der Beobachtung heruntergeklappt, so daß man nur die mittlere Partie je zweier Marken durch die beiden kreisrunden Löcher sieht.

Der Beobachter sieht durch eine Stereoskopmaske. In der Symmetrieebene wurde eine Trennungswand aus schwarzem Papier aufgestellt. (S. Abb. 4.)

Bei den Messungen wurden immer 10 Einstellungen zusammengefaßt und hieraus die Mittelwerte gerechnet, und zwar wurde der durchschnittliche Meßfehler direkt in Millimetern angegeben.

Beobachtet wurde aus einer Entfernung von 2 Meter. Es wurden rund 600 Serien zu 10 Messungen in der Hauptsache von 3 Beobachtern, im folgenden mit W, Sch, M bezeichnet, gemessen. Die Versuchsbedingungen wurden mehrfach geändert. Es wurden folgende Versuchsreihen durchgeführt:

1. mit verschiedenen Markenformen,
2. mit Vorderlicht und Hinterlicht,
3. mit Einstellung von vorne nach hinten und umgekehrt,
4. mit spiegelnder Marke,
5. wurden Dauermessungen zur Feststellung von Ermüdungserscheinungen und des durchschnittlichen Fehlers durchgeführt.

Versuchsreihe 1 und 2.

Um den Einfluß der Markenform zu prüfen, wurden die Marken, die aus der folgenden Abb. 5 ersichtlich sind, überprüft.

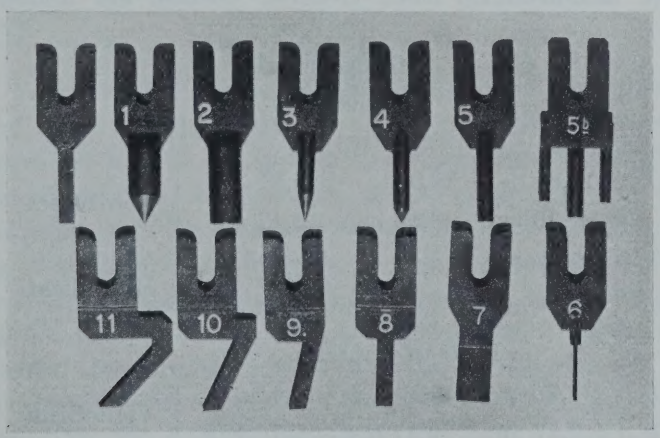


Abb. 5.

Gleichzeitig wurde an diesen verschiedenen Marken die Wirkung des Vorder- und Hinterlichtes untersucht. Hierbei ergaben sich folgende Resultate:

Hinterlicht.

Beobachter		Durchschn. Fehler	Marke 3	4	7	8	9	9 Z	6	Mehrf. M.
	W		33,1″	27,6″	8,4″	12,0″	12,1″	19,4″	8,9″	5,2″
	Sch		6,0″	23,0″	6,4″	6,0″	11,1″	13,6″	15,4″	6,0″
	M		12,8″	4,7″	6,0″	9,0″	6,1″	22,8″	8,9″	5,0″

Vorderlicht.

Beobachter		Durchschn. Fehler	Marke 3	4	7	8	9	9 Z	6	Mehrf. M.
	W		36,3″	72,8″	25,1″	23,7″	12,6″	23,1″	11,5″	10,7″
	Sch		15,7″	26,7″	8,3″	8,8″	11,7″	17,2″	12,7″	9,0″
	M		25,0″	7,3″	12,8″	9,4″	25,6″	52,4″	14,4″	8,7″

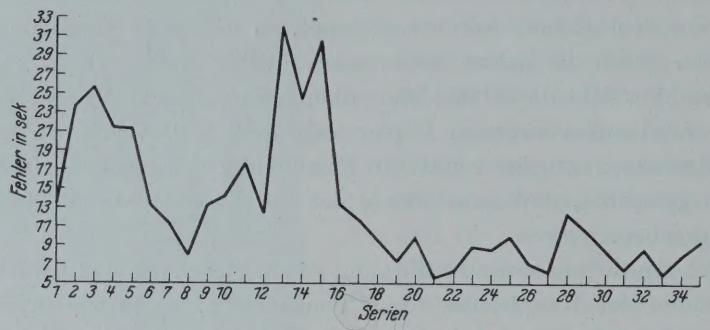


Abb. 6. Ermüdungserscheinungen.

Die Markenform scheint, soweit dies im Rahmen der Versuche erkennbar war keinen großen Einfluß auf die Meßgenauigkeit auszuüben. Für die weiteren Versuche wurde vorzugsweise die Marke 6 gewählt. Schon aus dieser Versuchsreihe erkennt man, daß das Vorderlicht die Meßgenauigkeit herabzusetzen scheint. Dies wurde später durch mehrere Versuche erhärtet.

Versuchsreihe 3.

Einstellung vorne—hinten und umgekehrt. Bei nachfolgender Reihe sind auch die Mittelwerte der Einstellung in Millimeter angegeben. Hierbei ist zu bemerken, daß eine größere Millimeterzahl einen größeren Abstand der beiden oberen Marken bedeutet.

Spiegelmarke.
Beob. Sch.

Vorne—hinten.

13,8″	16,0″	16,3″	Vorderlicht
2,35 mm	3,58 mm	1,47 mm	
4,5″	6,9″	11,9″	Hinterlicht
2,17 mm	1,81 mm	2,89 mm	

Hinten—vorne.

15,7″	17,5″	12,6″	Vorderlicht
2,57 mm	2,47 mm	0,76 mm	
37,3″	4,9″	7,4″	9,1″	Hinterlicht
0,74 mm	1,55 mm	1,14 mm	1,15 mm	

Spiegelmarke.
Beob. M.

Vorne—hinten.

13,0″	11,7″	10,9″	Vorderlicht
16,42 mm	12,48 mm	16,15 mm	

Hinten—vorne.

13,1″	7,9″	10,8″	} Vorderlicht.
9,46 mm	11,56 mm	11,42 mm	

Aus dieser Versuchsreihe geht hervor, daß bei fast allen Messungen bei der Einstellung von vorne nach rückwärts der Eindruck der gleichen Entfernung weiter nach vorne (für die obere, bewegliche Marke) verlegt wurde als bei der umgekehrten Einstellung. Diese Erscheinung werden wir an anderer Stelle (Messung eines Fliegers durch 5 Stereo- und 5 Inverttelemeter) wiederfinden. Dieser Einstellungsfehler tritt scheinbar bei verschiedenen Personen verschieden auf, und wir können ihn daher als einen „persönlichen Fehler" bezeichnen. Dieser Fehler ist auf die Weise zu erklären, daß der Messende die Grenzen der „Tiefenschwelle" erkennt, daher an der ersten von ihm erreichten Grenze stehen bleibt. Unter der Tiefenschwelle sei jener Bereich verstanden, innerhalb welchem zwei Objekte beim rein stereoskopischen Sehen nicht mehr als räumlich voneinander getrennt wahrgenommen werden können. Bei feststehenden Zielen ist es nun leicht möglich, beim Erkennen beider Grenzen der Tiefenschwelle diese gefühlsmäßig zu halbieren. Aus diesem Grunde erscheint auch die mehrfache Wandermarke (v. Hofe) als eine ganz bedeutende Verbesserung der Stereotelemeter. Bei rasch beweglichen Zielen, bei welchen ein gefühlsmäßiges Halbieren der Tiefenschwelle sehr schwierig wäre, kommt wohl nur das Erkennen einer Grenze derselben in Betracht, und zwar immer derselben Grenze. Auf die Größe der Tiefenschwelle komme ich später zu sprechen.

Versuchsreihe 4.

Bei dieser Versuchsreihe wurden spiegelnde Marken verwendet. Diese waren im Durchschnitt dreieckig. Eine Fläche war möglichst genau poliert und wurde von vorne beleuchtet. Diese Markeneinstellung ergab keinen wesentlichen Unterschied gegenüber der Einstellung einer dunklen Marke auf hellem Grund, da die Kontrastwirkung ziemlich gleich war.

Versuchsreihe 5.

In dieser Versuchsreihe wurden Dauermessungen in ununterbrochener Folge durchgeführt, und zwar 350 Messungen, je 10 zu einer Serie zusammengefaßt. Die resultierende Kurve ist in Abb. 6 „Ermüdungserscheinungen" ersichtlich. Diese Serie wurde von einem Beobachter durchgeführt, der zu dieser Zeit im stereoskopischen Sehen noch wenig geübt war. Die ersten Serien sind ziemlich schlecht, bei der 6. Serie tritt bereits eine wesentliche Besserung ein. In der 8. Serie hat der Beobachter durch Einschätzen der Tiefenschwelle und Halbieren derselben eine sehr genaue Messung gemacht. Hierdurch tritt Ermüdung ein, welche bis zur 16. Serie anhält. Hierauf tritt bis zum Schluß der Messung eine weitere Besserung auf, der Beobachter hat sich an den erzwungenen stereoskopischen Eindruck gewöhnt. Jedoch läßt sich auch weiterhin verfolgen (21., 27. und 33. Serie), wie das Auge bei der Einschätzung der Tiefenschwelle ermüdet.

Zur Feststellung des durchschnittlichen Fehlerwinkels bei Dauermessungen wurden 2 Dauermessungen zu je 200 Messungen gemacht, wobei je 10 Messungen wieder zu einer Serie vereinigt wurden. Es ergaben sich folgende Werte.

1. Meßreihe:

7,5″, 11,9″, 7,9″, 10,4″, 11,7″, 11,9″, 13,1″, 10,4″, 9,6″, 13,3″,
11,9″, 14,2″, 7,2″, 7,1″, 11,7″, 8,9″, 8,1″, 8,6″, 7,4″, 11,8″.

Der durchschnittliche Fehler aus allen 20 Serien beträgt 12,6″.

2. Meßreihe:

10,2″, 11,0″, 10,2″, 10,1″, 10,0″, 12,4″, 9,1″, 10,7″, 13,3″, 9,9″,
12,6″, 10,0″, 13,9″, 14,5″, 11,0″, 14,2″, 7,4″, 11,4″, 12,3″, 13″.

Hieraus ergibt sich der durchschnittliche Fehler mit 12,7″.

Um den durchschnittlichen Fehler bei der stereoskopischen Einstellung ermitteln zu können, wurden nun diejenigen Messungen eliminiert, welche den Einfluß des Vorderlichtes, der verschiedenen Helligkeit des Hintergrundes, der Ermüdung usw. zu zeigen hatten. Es blieben somit 319 Serien, welche einen Mittelwert von 11,8″ ergaben. Da man nun bisher den Fehlerwinkel für Koinzidenz- und Stereoeinstellung als gleich angenommen hat die 3 Beobachter aber bei demselben Apparat gelegentlich einer Arbeit über Koinzidenzeinstellung für die letztere Art der Einstellung einen Fehler von ca. 5″ aufwiesen, so will ich versuchen, den ca. doppelt so groß beobachteten Fehler der Stereoeinstellung zu erklären und eine Formel für das stereoskopische Tiefenunterscheidungsvermögen für das bewaffnete und unbewaffnete Auge abzuleiten.

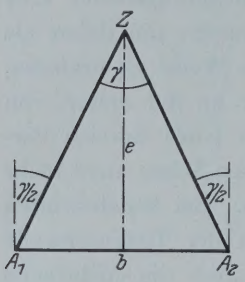


Abb. 7.

Die Formel für die Meßgenauigkeit bei Entfernungsmessern wird gewöhnlich gemäß Abb. 7 auf folgende Weise abgeleitet:

$$e = \text{die zu bestimmende Entfernung},$$

$$A_1 A_2 = \text{Basis} = b,$$

dann ist:

$$\frac{b}{2} = e \operatorname{tg} \frac{\gamma}{2};$$

da γ sehr klein, so statt tg der Bogen:

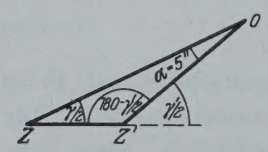


Abb. 8.

$$\frac{b}{2} = e\frac{\gamma}{2}; \qquad e = \frac{b}{\gamma}; \qquad \Delta e = \frac{b\,\Delta\gamma}{\gamma^2},$$

$$\Delta e = \frac{e^2}{b}\Delta\gamma,$$

wobei für $\Delta\gamma$ der kleinste Winkel der Sehstrahlen eingesetzt werden muß, den dieselben einschließen müssen, um zwei getrennte Netzhautelemente zu erregen. Dieser Winkel hängt von der Sehschärfe des Auges ab und variiert innerhalb relativ weiten Grenzen.

Diese Art der Bestimmung der Meßgenauigkeit scheint jedoch nicht völlig richtig zu sein. Um einen Tiefenunterschied wahrnehmen zu können, braucht man zwei räumlich getrennte Punkte.

Aus dem Dreiecke $Z\,Z'\,0$ Abb. 8 folgt:

$$\frac{\gamma'}{2} = \frac{\gamma}{2} + 5'',$$

$$\gamma' = \gamma + 10''.$$

Das heißt bei einer Sehschärfe von 5″ müssen die beiden Sehstrahlen zum Punkte Z' einen Winkel einschließen, der um 10″ größer ist als der Winkel, den die Sehstrahlen zum Punkte Z bilden, damit der Tiefenunterschied AB bemerkbar wird. Wir sehen aber auch aus Abb. 9 — und dies ist für die Aufstellung einer Formel

für das rein parallaktische Tiefenunterscheidungsvermögen von Wichtigkeit — daß wir, um zwei Punkte als verschieden feststellen zu können, in jedem Auge einen Sehwinkel α, der der Sehschärfe entspricht (z. B. 5″), benötigen. Da jedes Auge ein

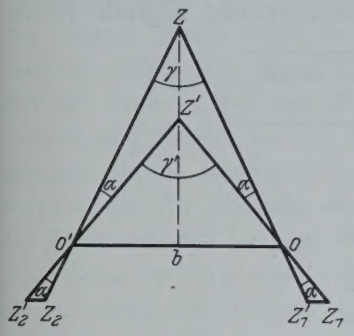


Abb. 9.

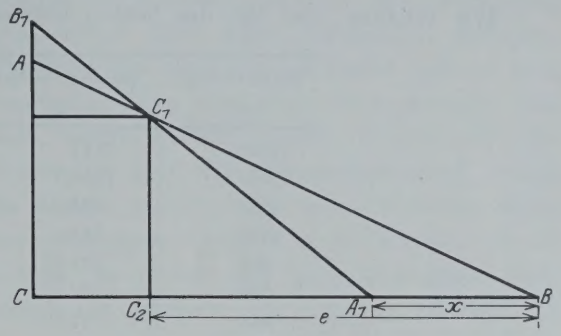


Abb. 10.

anderes Bild empfängt, brauchen wir beim stereoskopischen Sehen einen größeren Winkel, um zwei Punkte der Tiefe nach als verschieden bezeichnen zu können. Es scheinen sich die Fehler in beiden Augen zu addieren.

In Abb. 10 nehmen wir nun einen Sehstrahl senkrecht zur Augenbasis an und verlegen beide Parallaxen in ein Auge. Dabei wurde die Summe der Teile der Netzhautelemente, die zur Erzeugung des Bildes notwendig sind mit 0,000 72 mm, die Bildweite mit 15 mm angenommen. Diese Werte sind als Verhältniszahlen aufzufassen und sollen den Winkel von 2 mal 5″ charakterisieren.

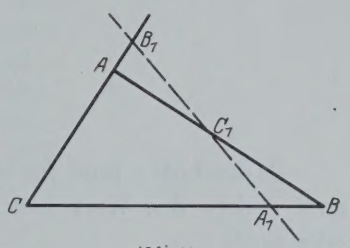


Abb. 11.

Wir bringen nun in Abb. 10 den „Satz des Menelaus“ (Abb. 11) zur Anwendung.

$$\frac{BA_1 \cdot CB_1 \cdot AC_1}{A_1C \cdot B_1A \cdot C_1B} = -1.$$

(Satz des Menelaus.)

In Abb. 10 ist nun:

$BA_1 = x$,

$CB_1 =$ Basis b (Augenbasis ca. 60 mm),

$AC_1 = 15$ mm,

$A_1C = e - x$ ($CC_2 = 15$ mm, zu vernachlässigen),

$B_1A = 0{,}000\,72$ mm,

$C_1B = \sqrt{e^2 + b^2}$ (bei großen e und kleinen $b = e$).

Diese Werte in die Formel eingesetzt, ergibt für eine 60 mm Augenbasis:

$$\frac{x \cdot 60 \cdot 15}{(e - x) \cdot e \cdot 0{,}000\,72} = -1,$$

$$x = \frac{e^2}{1250 - e}\,\text{m}.$$

Nehmen wir nun das x in entgegengesetzter Richtung an, so erhalten wir:

$$x = \frac{e^2}{1250 + e}\,\text{m}.$$

Somit ergibt sich die Formel für die Tiefenschwelle

$$x = \frac{e^2}{1250 \pm e} \text{ m}.$$

Wir erhalten nun für die beiden Grenzen der Tiefenschwelle folgende Werte:

Entfernung m	Vordere Grenze m	Hintere Grenze m
3000	2117	—
2000	1230,7	—
1250	624,2	∞
1000	444,4	4000
600	194,6	554
500	142,8	333
400	97,0	188
300	58,0	95
200	27,6	38
100	7,4	8,7
50	1,92	2,8
30	0,703	0,74
10	0,0793	0,081
2	0,003	0,003
0,34	0,00009	0,00009 = 0,09 mm

Helmholtz fand für den letzteren Wert (durch Verstellung einer Nadel gegen zwei andere den Wert von 0,5 mm, wobei er den Abstand „mit voller Sicherheit" erkannte[1]).

Dies würde einem Winkel von 60,5″ entsprechen. Bourdon[2]) fand bei der Wiederholung des Helmholtzschen Versuches, daß er bei sehr nahe aneinanderstehenden Nadeln (3 mm) auf eine Entfernung von 2 m schon Tiefenunterschiede von 1,5 mm bemerken konnte (5″). Dies wäre dadurch zu erklären, daß bei längerer Beobachtung von feststehenden Gegenständen, die einen sehr kleinen Abstand voneinander haben (3 mm) es möglich wird, die entstehenden Parallaxen miteinander zu vergleichen. Dies ist dadurch möglich, daß das Bild auf der Netzhaut eine kurze Zeit bestehen bleibt. (Persistenz des Netzhautbildes.) Durch Hin- und Herzittern des Auges kann man daher die Bilder vergleichen. Daß dies möglich ist, zeigten Versuche von Almeida und Krusius, welche bei stereoskopischen Bildern den räumlichen Eindruck dadurch hervorriefen, daß sie die Teilbilder abwechselnd rasch hintereinander beleuchteten[3]). Ebenso erscheinen Kinobilder vom Flugzeug aufgenommen sehr plastisch, da bei der großen Geschwindigkeit des Fliegers jedes Teilbild von einem anderen Standpunkt (große Basis) aufgenommen wird.

Auch dürfte der Konvergenzwinkel und die Akkomodation eine Rolle spielen. Die vorstehende Tabelle über die Tiefenschwelle beim freiäugigen Sehen wird daher nicht vollständig stimmen, da sie die Wirkung der richtigen Konvergenz nicht berücksichtigt, welche unterstützend einwirken dürfte. Einige Versuche, die ich auf 40, 17 und 10 m mittels zweier dünner Eisenstäbe durchgeführt habe, wobei ich durch eine ca. 2,5 m lange Röhre mit einer beiderseitigen Schlitzblendenöffnung von ca.

[1]) Nagel, Physiologie der Sinne.
[2]) *Rev. philosoph.* (Ribot) **25.** *S. 74. 1900.*
[3]) *Archiv f. Augenheilkunde* **62.** *S. 340—44. 1909.*

2×30 cm sah, ergaben einen Fehlerwinkel von nur ca. 5 bis 6″. Der Unterschied zwischen den Fehlern beim freiäugigen und beim erzwungenen stereoskopischen Sehen ist wohl zum größten Teil auf den Einfluß der Konvergenz zurückzuführen (Haschek)[1]). Die Unterstützung des Tiefeneindruckes durch den Konvergenzwinkel (Muskelbewegung des Auges) dürfte beim stereoskopischen Sehen ohne Optik tatsächlich auftreten. Darüber äußert sich Wundt[2]): „Die Feinheit der Muskelempfindungen geht so weit, daß die Muskeln in dieser Hinsicht unsern schärfsten objektiven Sinnesorganen, dem Gesicht und Gehör, an die Seite gestellt werden können.“ Nach Helmholtz[3]) beurteilen wir die Richtung der Gesichtslinien nur nach der Willensanstrengung, mittels welcher wir die Stellung der Augen zu ändern suchen. Aus diesen Gründen dürfte der Umstand, daß bei den Distanzmessern die ganze Verstellung des Winkels nur auf einer Seite vor sich geht, von Nachteil sein. Wenn wir nun beim freiäugigen Sehen bis auf einen Fehlerwinkel von 5″ kommen, so erhalten wir folgende Grenzen für die Tiefenschwelle:

Entfernung m	Vordere Grenze m	Hintere Grenze m
3000	1636	—
2000	888,8	8000
1000	285,7	800
800	193,9	376,5
600	116,1	189,5
500	83,3	125,0
400	55,2	76,2
300	32,1	40,9
200	14,8	17,4
100	3,84	4,16
50	0,98	1,02
30	0,35	0,364
20	0,159	0,16
10	0,0398	0,040
2	0,0016	0,0016
0,34	0,0000462	0,0000462

Aus der vorstehenden Tabelle geht hervor, daß die rückwärtige Grenze der Tiefenschwelle mit zunehmender Distanz rascher zunimmt als die vordere. Bei kleinen Distanzen (unter 10 m) sind keine bemerkbaren Unterschiede zwischen den Grenzen.

Die aus Abb. 10 abgeleitete Formel läßt sich nun auf die Meßgenauigkeit der Stereotelemeter durch Einführung der entsprechenden Basis und Vergrößerung erweitern, da die Genauigkeit eines Entfernungsmessers proportional der Vergrößerung ist[4]). Da wir es hier nun mit Entfernungen über 1000 m zu tun haben, können wir bei einer Basis von 2 m ebenfalls $\sqrt{e^2 + b^2} = e$ setzen. Wir erhalten somit, wenn v die Vergrößerung bedeutet, die allgemeine Formel:

$$X = \frac{e^2}{(20800 \cdot b \pm e)\, v} \text{ m} \qquad 1)$$

gegenüber der gebräuchlichen Formel:

$$\Delta e = \frac{e^2}{b\, v} \cdot \Delta, \qquad 2)$$

[1]) Gelegentlich eines Gespräches.
[2]) *Zeitschr. f. rat. Med.* **15.** (3). *S. 143. 1862.*
[3]) Physiol. Optik, 2. Aufl. *S. 744 und 745.*
[4]) v. Hofe, Fernoptik.

wobei Δ die Sehschärfe bedeutet, für die in jedem Falle (Koinzidenz- oder Stereo-Messung) der gleiche Winkelwert angenommen wurde. Bei der gleichen Sehschärfe erhalten wir nun für Stereo- und Koinzidenztelemeter folgende Werte:

Koinzidenz-Telemeter 2 m Basis 10fache Vergrößerung.

Entfernung	Vordere Grenze nach Formel 1	Hintere Grenze nach Formel 1	Wert nach Formel 2
m	m	m	m
500	0,3	0,3	0,3
1000	1,2	1,2	1,2
2000	4,7	4,9	4,8
3000	10,5	11,2	10,8
4000	18,4	20,2	19,2
5000	28,4	32,0	30,0
6000	40,4	46,7	43,2
7000	54,4	64,4	58,8
8000	70,3	85,3	77,8
9000	88,0	109,4	97,2
10000	107,5	136,9	120,0
11000	128,7	168,1	145,2
12000	151,6	202,8	172,8
13000	176,0	241,4	202,8
14000	202,1	284,1	235,2
15000	229,6	330,9	270,2
16000	258,6	382,1	307,2

Diese Werte ergeben sich aus der Formel:

$$x = \frac{e^2}{(41600 \cdot b \pm e)\, v} \text{ m (5 sek Fehlerwinkel).}$$

Für den Stereotelemeter ist die Formel:

$$x = \frac{e^2}{(20800 \cdot b \pm e)\, v} \text{ m (2} \times \text{5 sek Fehlerwinkel)}$$

in Anwendung zu bringen. Daher:

Stereotelemeter, 2 m Basis, 10fache Vergrößerung.

Entfernung	Vordere Grenze nach Formel 1	Hintere Grenze nach Formel 1	Wert nach Formel 2
m	m	m	m
500	0,6	0,6	0,6
1000	2,3	2,4	2,4
2000	9,0	10,0	9,6
3000	20,0	23,0	21,6
4000	35,0	41,0	38,0
5000	53,0	68,0	60,0
6000	75,0	100,0	86,0
7000	101,0	140,0	118,0
8000	128,0	188,0	156,0
9000	158,0	246,0	194,0
10000	192,0	313,0	240,0
11000	228,0	394,0	290,0
12000	267,0	480,0	346,0
13000	307,0	583,0	406,0
14000	350,0	700,0	470,0
15000	394,0	833,0	540,0
16000	444,0	985,0	614,0

In der Abb. 12 sind obenstehende Werte aufgetragen. Es bedeutet die Kurve A_1 die vordere, die Kurve C_1 die hintere Grenze der Tiefenschwelle, B_1 die Werte nach Formel 2 und B_1' die Halbierungskurve der Tiefenschwelle.

Die Kurven A, B, B' und C stellen die einem Fehlerwinkel von 5 sek entsprechenden Werte vor.

Ich komme nun auf die bereits erwähnte Messung an Flugzeugen zurück. Dieselbe ließ ich gegen Ende des Krieges auf Wunsch meines Kommandanten[1]) durchführen, da derselbe Bedenken gegen die Verwendung der Stereo-Entfernungsmesser für Fliegermessung hatte. Es wurde eine Anzahl solcher Messungen durchgeführt, welche ein ähnliches Bild boten, wie die noch vorhandene (Beilage: Fliegermessung I). Die übrigen wurden gelegentlich des Umsturzes vernichtet. Es handelt sich hier um Messungen gegen einen Flieger,

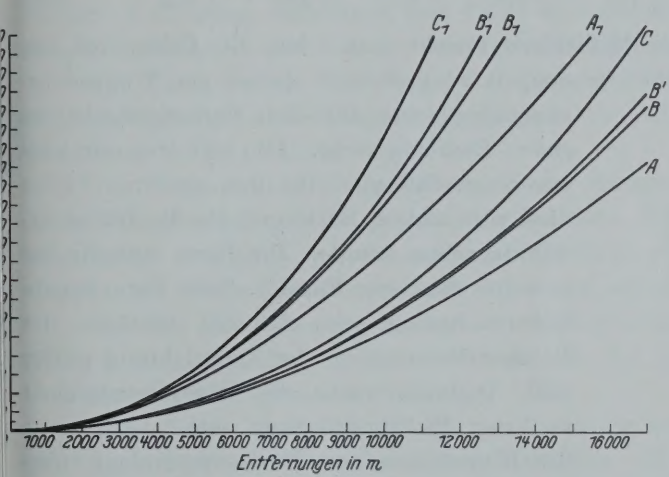


Abb. 12. Grenzen der Tiefenschwelle.

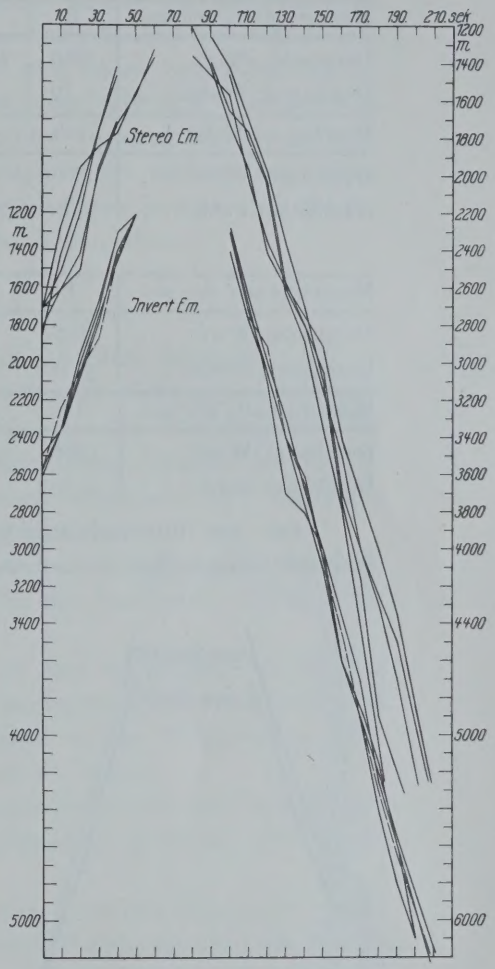


Abb. 13. Fliegermessung I.

der in ca. 1000 m Höhe den Standpunkt der Distanzmesser möglichst geradlinig zu überfliegen hatte. Es haben 5 Koinzidenztelemeter, davon 4 mit 2 m Basis und 20fachen Vergrößerung und einer mit 2,5 m Basis und 15facher Vergrößerung gegenüber 5 Stereotelemeter mit 2 m Basis und 20facher Vergrößerung gemessen. Die Messungen wurden von sehr gut ausgebildeten Leuten (Instruktoren) vorgenommen.

In der Abb. 13 „Fliegermessung I“ ist diese Messung graphisch dargestellt. Man ersieht bereits aus der Zeichnung, daß die Stereo-Messungen von ihrem Mittel bedeutend stärker abweichen als die Koinzidenz-Messungen von ihrem. Ebenso sieht man daraus, daß das Voreilen oder Zurückbleiben (Überkreuzen der einzelnen Kurven) beim Koinzidenz-EM von kleinerem Einfluß ist. Es handelt sich hier wohl hauptsächlich um den Fehlerwinkel, der eben, wie früher erwähnt, beim Stereo-EM doppelt so groß ist. Auch scheint der Eindruck des Tiefenunterschiedes viel langsamer zustande zu kommen als der der Koinzidenz. Es sind nämlich Abweichungen der Messungen bei kleiner Distanz, bei welcher die Winkelgeschwindigkeit des Fliegers sehr groß ist, beim Stereo-EM bedeutend größer.

[1]) Oberst Ing. Metzner.

Es ergeben sich nun folgende Werte aus der graphischen Darstellung:

Koinzidenz-EM.

Messung nach der sec	1.	10.	20.	30.	40.	50.	100.	110.	120.
Durchschn.-Wert . .	2550	2327	2018	1752	1375	1200	1318	1875	2020
Durchschn.-Fehler . .	± 70	± 92	± 86	± 136	± 150	± 0	± 83	± 95	± 140

Messung nach der sec	130.	140.	150.	160.	170.	180.	190.	200.
Durchschn.-Wert . .	2379	2692	3040	3520	3850	4260	4640	4990
Durchschn.-Fehler . .	± 84	± 166	± 80	± 240	± 150	± 180	± 170	± 220

Stereo-EM.

Messung nach der sec	1.	10.	20.	30.	40.	100.	110.	120.
Durchschn.-Wert . .	2725	2472	2234	1852	1604	1556	1842	2156
Durchschn.-Fehler . .	± 188	± 284	± 452	± 226	± 358	± 252	± 276	± 448

Messung nach der sec	130.	140.	150.	160.	170.	180.	190.
Durchschn.-Wert . .	2549	2786	3112	3624	4050	4500	4870
Durchschn.-Fehler . .	± 189	± 122	± 276	± 358	± 450	± 950	± 1060

Aus den durchschnittlichen Meßfehlern ersieht man, daß die Fehler bei den Stereomessungen fast immer mehr als doppelt so groß sind als bei den Koinzidenzmessungen, was mit dem Vorhergesagten im guten Einklang steht. Ich will hier nur kurz erwähnen, daß man für den größeren Fehler noch eine andere Erklärung als die früher erwähnte geben könnte. Die *Fovea centralis* hat eine querelliptische Form[1]). Diese Form könnte dadurch bedingt sein, daß die Abstände der Netzhautelemente in der Querrichtung größer sind. Dadurch würde die Einstellgenauigkeit in dieser Richtung kleiner sein. Erst durch das Hinzutreten der Muskelempfindung (Akkomodation und des richtigen Konvergenzwinkels) erhalten wir beim freiäugigen Sehen die größere Empfindlichkeit des Tiefenunterscheidungsvermögens. Wie bereits bei der Versuchsreihe 4 erwähnt wurde, ist ein Abschätzen der Tiefenschwelle bei der großen Geschwindigkeit des Fliegers schwer möglich. Es kommt daher nur das Erkennen einer Grenze der Tiefenschwelle in Betracht, wie ja auch bei der Koinzidenzmessung nur die Einstellung von einer Seite her in Betracht kommt. Wird zu der anderen Grenze übergegangen, so entstehen, wie aus der „Fliegermessung" ersichtlich ist, Durchkreuzungen. Anscheinend werden die Grenzen bei der Stereomessung gut erkannt.

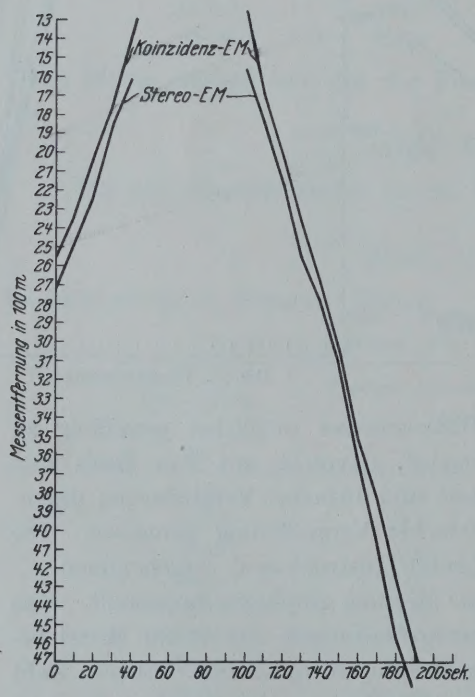


Abb. 14. Fliegermessung II.

Die nächste Abb. 14 („Fliegermessung II") zeigt den Verlauf der durchschnittlichen Messung auf den Flieger. Dabei zeigt es sich, daß die Stereomessung stets,

[1]) Nagel, Physiologie der Sinne, Bd. 3.

sowohl beim Herannahen als auch beim Entfernen des Fliegers größere Werte ergeben hat. Für diese Tatsache könnte folgende Erklärung gelten: Wie aus den vorangegangenen Erörterungen hervorgeht, rückt die jenseitige Grenze der Tiefenschwelle rascher fort als die diesseitige. Durch den größeren Fehlerwinkel bei der Stereomessung macht sich dieses raschere Abrücken schon weit früher bemerkbar als bei der Koinzidenzmessung. Dadurch erscheinen die Messungen mit dem Stereoapparat zu weit. Dieser Umstand kann noch dadurch unterstützt werden, daß der Flieger der Luftperspektive ausgesetzt ist, wodurch der Beobachter die rückwärtige Grenze der Tiefenschwelle als richtiger empfindet. Es sei hier nochmals betont, daß die zuletzt angeführten Erwägungen nur für rasch bewegliche Ziele gelten.

Zusammenfassung.

Aus den vorstehenden Untersuchungen ergibt sich in Kürze folgendes:

Die Form der Marke scheint auf die Genauigkeit des Tiefenunterscheidungsvermögens wenig Einfluß auszuüben, was man ja auch aus der Erfahrung des täglichen Lebens weiß. Jedoch bezeichnen verschiedene Beobachter verschiedene Markenformen (z. B. dünn, oder breit und flach) als zum Messen angenehm. Das subjektive Empfinden scheint also von der Markenform abhängig zu sein.

Die Versuchsreihe 2 (Vorderlicht, Hinterlicht) und 4 (Spiegelmarke) ergeben, daß das Tiefenunterscheidungsvermögen von der Größe des Kontrastes abhängig ist. Irradiation wirkt schädlich ein.

Die Versuchsreihe 3 (Einstellung vorne, rückwärts und umgekehrt) ergibt, daß beide Einstellrichtungen in der hier in Betracht gekommenen Distanz mit derselben Genauigkeit erfolgten, jedoch ergeben sich Unterschiede in den Mittelwerten. Die Grenzen der Tiefenschwelle scheinen daher gut erkannt zu werden.

Bei den Dauermessungen zeigten sich Ermüdungserscheinungen, und zwar hauptsächlich nach den Messungen, bei denen sich der Beobachter bemühte, die Tiefenschwelle möglichst genau zu halbieren.

Das Mittel aus allen Messungen unter normalen Versuchsbedingungen ergab 11,8″ gegenüber ca. 5″ bei Koinzidenzeinstellung. Diese Differenz zwischen den beiden Meßarten gilt jedoch nur für den Fall, daß die Stereomessung, wie es hier der Fall war, durch rein parallaktisches Sehen ausgeführt wird, also nicht für das freiäugige Sehen oder für einen Meßapparat, bei welchen auch der Konvergenz und der Akkomodation Rechnung getragen war.

Schließlich wurde der Begriff der Tiefenschwelle eingeführt und Definition und Formel für sie aufgestellt. Beiliegende „Fliegermessung“ dürfte die Richtigkeit der Formel erhärten.

Mechanische Hilfsmittel zur Erzeugung von Parabel, Hyperbel und Steigbogen.

Von
Ingenieur **J. Fritzen** in Essen.

I.

Die Ellipse ist eine geometrische Figur, die in Handwerk und Industrie bei Gestaltung von Gegenständen viel benutzt wird. Es ist daher erklärlich, daß zur Erleichterung ihrer Herstellung seit langem schon mechanische Hilfsmittel in Gebrauch

sind. Man kann eine Ellipse erzeugen mit Hilfe des Fadens, des Ellipsenlineals und verschiedener Ellipsenzirkel.

Für Parabel, Hyperbel und Steigbogen bestanden solche Hilfmittel bisher nicht, trotzdem diese Kurven in Schule und Gewerbe oft erzeugt werden müssen. Der Verfasser hat nun solche mechanischen Hilfsmittel konstruiert und sich patentamtlich schützen lassen, die in folgendem beschrieben werden sollen.

A. Hilfsmittel für die Parabel.

Eine Parabel (Abb. 1) entsteht bekanntlich, wenn ein Punkt sich so in der Ebene bewegt, daß sein Abstand (r) von einem festen Punkt, dem sogenannten Brennpunkt (E), immer gleich ist dem senkrechten Abstand r von einer festen Linie, der sogenannten Leitlinie (AB). Der Abstand CD zwischen der Leitlinie und dem Scheitelpunkt ist gleich dem Abstand DE zwischen Scheitelpunkt und Brennpunkt.

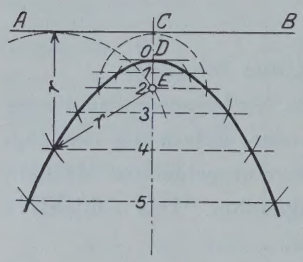


Abb. 1.

1. Der Parabelzirkel. (Abb. 2—5.)

Dem Wesen der Parabel entsprechend wird in der vorliegenden Konstruktion (Abb. 1—4) ein Schreibstift an einer Schnur, die am festen Brennpunkt und an einer beweglichen Schiene befestigt ist, so entlang bewegt, daß die Abstände des Schreibstiftes von Brennpunkt und Leitlinie immer einander gleich sind.

Die Schiene a ist mit ihrem Führungszapfen a^1 in einer Bohrung der Lagerplatte b verschiebbar gelagert. Eine schwache Feder c stützt sich einerseits gegen die

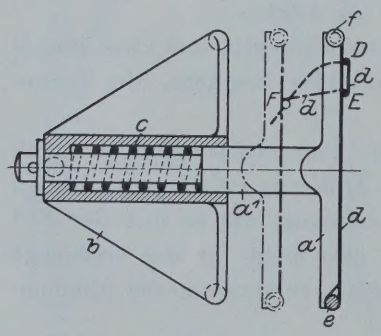


Abb. 2.

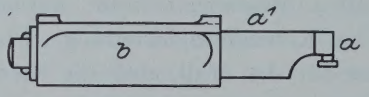


Abb. 3.

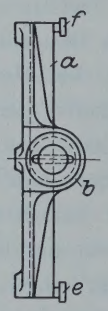


Abb. 4.

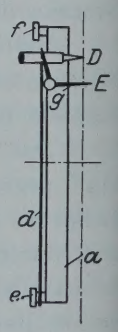


Abb. 5.

Lagerplatte und andererseits gegen einen Absatz des Führungszapfens und erhält die Schiene a bei Nichtgebrauch in der Nullstellung. Am unteren Ende der Schiene a ist die Schnur d für die Erzeugung der linken Parabelhälfte an einem Knopf e befestigt. Am oberen Ende ist gleichfalls ein Knopf (f) angebracht, der beim Aufzeichnen der rechten Parabelhälfte nach Umlegen des Parabelzirkels benutzt wird. Am freien Ende trägt die Schnur d eine Spitze g, die beim Gebrauch des Zirkels in dem Brennpunkt E der Parabel eingesetzt wird.

Soll eine Parabel erzeugt werden, so wird zunächst der Schreibstift im Scheitelpunkt D eingesetzt, die Schnur um den Schreibstift gelegt, die Brennpunktspitze eingesteckt und dabei die Schiene a mit ihrer Außenkante gegen Schreibstift und Brennpunktspitze gelegt. Wird nun der Schreibstift unter Verschiebung der Schiene a gegen den Druck der Feder c bei stets straffer Schnur an der Schiene entlang be-

wegt, so entsteht die eine Hälfte der Parabel. Der Weg des Schreibstiftes an der Schiene entlang ist dabei gleich der Verlängerung seines Abstandes vom Brennpunkt, denn die Länge der Schnur bleibt immer dieselbe. In der Nullstellung ist der Abstand des Punktes D (Scheitelpunkt) von dem Brennpunkt E gleich dem Abstand DC von der Leitlinie AB (Abb. 1). Der Abstand des Brennpunktes E von der Leitlinie AB ist also gleich $DE+DC$. In der strichpunktierten Stellung (Abb. 2) der Schiene a ist der Schreibstift bei F angelangt. Hat sich der Abstand FE gegen die Nullstellung DE beispielsweise um die Strecke x vergrößert, so ist seine Größe jetzt $DE+x$, während der Punkt F an der Schiene a um die Strecke x tiefer liegt als früher. Der senkrechte Abstand von der Leitlinie $DE+DC$ ist somit auch um die Strecke x größer geworden, so daß beide Abstände wieder einander gleich sind. Für das Aufzeichnen der rechten Hälfte der Parabel wird der Zirkel umgelegt, so daß der Knopf f jetzt unten zu liegen kommt. Innerhalb gewisser Grenzen spielt die Größe der herzustellenden Parabel keine Rolle, da diese durch den Abstand von Scheitelpunkt und Brennpunkt bestimmt wird, und bei größerem Abstand die Punkte nur tiefer zu liegen kommen, wenn man nicht von Fall zu Fall die Schnur in ihrer Länge verändern will.

2. Das Parabeldreieck. (Abb. 6.)

Hier ist die Schnur d einfach mit einem Zapfen h an einem Winkel i befestigt, der beim Gebrauch von Hand auf einer Schiene oder einem wagerechten Riß verschoben wird. Ist die eine Hälfte der Parabel aufgezeichnet, so wird der Winkel umgedreht und die Schnur mit Zapfen auf der nunmehr oben liegenden anderen Winkelseite befestigt. Die Schnur kann mit dem Zapfen h fest verbunden sein, so daß dieser von der einen bzw. anderen Seite in das Loch im Winkel eingesteckt wird. Der Gebrauch dieses Parabeldreiecks ist im übrigen wie bei den mit Lagerplatte. Natürlich kann die Führungsschiene auch oben liegen und die Anbringung der Schnur an einer der beiden anderen Ecken des Winkels erfolgen.

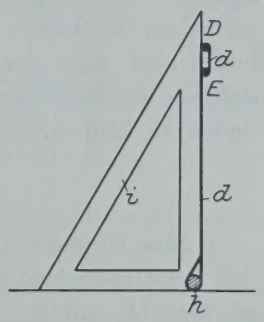


Abb. 6.

3. Der Parabelwinkel. (Abb. 7—9.)

Die erste Ausführungsform des Parabelwinkels (Abb. 7 u. 8) besteht aus einer Schiene mit Querleiste. An der Schiene sind Kerben vorhanden, in die beim Gebrauch die Zeichenstiftspitze eingelegt wird. An der Außenkante der Querleiste ist ein Loch angebracht, dessen Mitte einerseits mit der Linealkante und andererseits mit der Außenkante der Leiste abschneidet. Das Loch dient zum Durchstecken einer Spitze, die in dem Brennpunkt eingesetzt wird. Um Parabeln verschiedener Größe herstellen zu können, ist die Schiene ausziehbar eingerichtet. Eine Millimeterteilung gibt das jeweilige Maß des Abstandes von Leitlinie bis Scheitelpunkt, oder was dasselbe ist, von Scheitelpunkt bis Brennpunkt an.

Soll mit diesem Parabelwinkel eine Parabel erzeugt werden, so werden zunächst Leitlinie AB, Achse CE, Scheitelpunkt D und Brennpunkt E auf die Zeichenebene aufgetragen. CD ist gleich DE. Dann steckt man eine Spitze durch das Loch an der Leiste in den Brennpunkt ein, so daß für den Parabelwinkel eine Drehachse geschaffen ist. Hierauf setzt man den Zeichenstift jedesmal in eine Teilkerbe ein und schlägt unter Drehen des Winkels nach beiden Seiten Kreisbögen. Jetzt wird der

Winkel mit seiner Querleiste auf die Leitlinie aufgesetzt und so verschoben, daß sich Linealkante und Kerbe 1 mit Bogen 1, Kerbe 2 mit Bogen 2 usw. schneidet. Bei den Schnittpunkten wird jedesmal ein wagerechter Strich gemacht. Die einzelnen

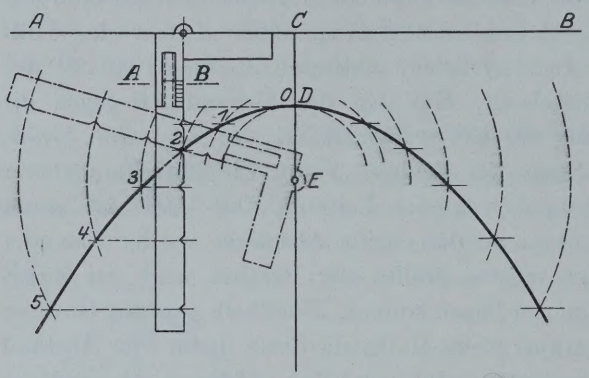


Abb. 7.

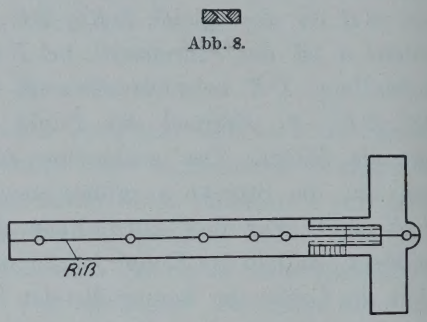


Abb. 8.

Abb. 9.

Punkte werden durch eine stetig gekrümmte Linie miteinander verbunden. In Abb. 7 ist die Festlegung des Punktes 2 dargestellt.

Abb. 9 zeigt einen verstellbaren Parabelwinkel mit Teilpunktlöchern. Dieser Winkel stimmt im wesentlichen mit der ersten Ausführungsform überein. Nur ist die Zeichenkante in die Mitte des Lineals gelegt und dementsprechend auch der Drehpunkt an der Leiste, die jetzt gleichmäßig nach beiden Seiten der Schiene übersteht; ferner sind statt der Kerben Löcher angebracht. Für diese Konstruktion empfiehlt sich ein durchscheinender Werkstoff, z. B. Zelluloid, um die Schnittpunkte besser auffinden zu können.

B. Hilfsmittel für die Hyperbel.

Eine Hyperbel (Abb. 12) entsteht, wenn sich ein Punkt so in der Ebene bewegt, daß der Unterschied seiner Abstände von zwei festen Punkten, den sogenannten Brennpunkten (F und F_1), immer gleich ist der Hauptachse (AB). In Abb. 12 ist demnach $FB - F_1B = AB$ oder $FI - F_1I = AB$.

1. Der Hyperbelzirkel. (Abb. 10—16.)

Dem Wesen der Hyperbel entsprechend wird in der vorlegenden Konstruktion ein Schreibstift so gegen eine gespannte Schnur bewegt, daß sich diese derart verlängert, daß die Abstände des Schreibstiftes von den beiden Brennpunkten sich um das gleiche Stück vergrößern und so die Unterschiede der Abstände immer gleich der Hauptachse sind.

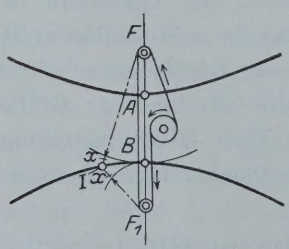


Abb. 10.

Der Körper des Hyperbelzirkels (Abb. 11 und 13—16) trägt an dem oberen Ende die Rolle a und an dem unteren die Rolle b, die in einem verschiebbaren Halter c sitzt. Zwischen beiden Rollen befindet sich ein verschiebbares Führungsstück d, das beim Beginn der Erzeugung der Hyperbel ein seitliches Ausweichen des Schreibstiftes verhütet. In der Mitte des Zirkelkörpers ist eine große Rolle e gelagert, welche mit Vorspannung unter dem Druck einer Feder f steht. An der Rolle e sind die beiden Enden einer über die Rollen a und b laufenden Schnur g derart befestigt, daß, wenn sich durch das Anziehen der Schnur g

mittels des Schreibstiftes die Rolle gegen die Federspannung links herumdreht, sich die Schnur an beiden Stellen von der Rolle abwickelt. Die Drehbolzen der Rollen a und b tragen eine Spitze h, die in die Brennpunkte eingesetzt werden und dem Zirkel einen festen Halt geben.

Soll eine Hyperbel erzeugt werden, so wird der Zirkel mit den Spitzen h in die Brennpunkte (F und F_1 in Abb. 10—12) eingesetzt, wobei gegebenenfalls der Rollenhalter c mit Rolle b verschoben und dann mit der Halteschraube festgeklemmt wird. Dann wird das Führungsstück d so verstellt, daß ein Scheitelpunkt (z. B.: B in in Abb. 10—12) in dem Ausschnitt erscheint. Wird nun der Schreibstift in den Ausschnitt des Führungsstückes, rechts von der äußeren Schnur eingesteckt und nach links bewegt, so verlängert sich die Schnur, wobei sich die Rolle gegen den Einfluß der Feder linksherum dreht. Ist z. B. der Schreibstift beim Punkt I (Abb. 10—12)

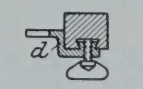


Abb. 13.

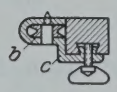


Abb. 14.

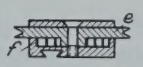


Abb. 15.

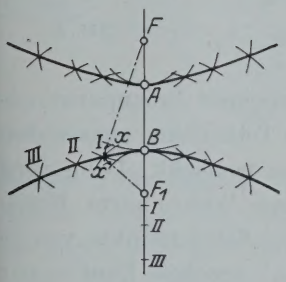


Abb. 12.

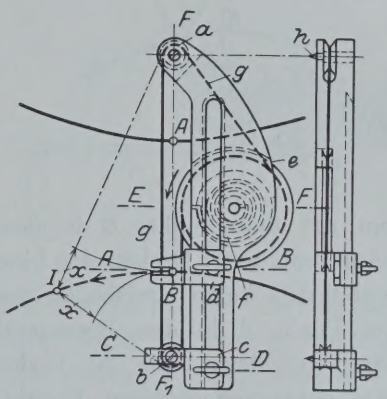


Abb. 11.

Abb. 16.

angelangt, so ist sowohl der obere als auch der untere Teil der Schnur um das gleiche Stück x verlängert worden, so daß der Unterschied der Abstände des Punktes I von den Brennpunkten (Rollen a und b) gleich der Hauptachse geblieben ist. Beim Aufzeichnen des von A ausgehenden Hyperbelastes muß das Führungsstück d nach oben geschoben werden. Zum Erzeugen der rechten Hyperbelseite wird der Zirkel herumgedreht und wie vor verfahren. Beim Loslassen der Schnur durch den Schreibstift wird jene durch die unter Federdruck sich rechts herum drehende große Rolle e aufgewickelt und in ihre Ruhelage zurückgebracht. Auch beim Verschieben der Rolle b nach oben, die bei kleinerem Abstande der beiden Brennpunkte notwendig ist, wird das freiwerdende Schnurstück durch die große Rolle e aufgewickelt und die Schnur gespannt gehalten.

Bei dem oben beschriebenen Hyperbelzirkel wird der Zeichenstift nur im Anfang der Bewegung durch das Führungsstück d in seiner Lage an der Schnur festgehalten, während auf dem weiteren Wege die Spannung der Schnur ein Verschieben des Zeichenstiftes verhüten soll. Der Zeichenstift läßt sich aber auch mit einer Klemme verbinden, um die Lage des Zeichenstiftes an der Schnur während des ganzen Weges unverrückbar zu machen. Das Führungsstück d (Abb. 11, 13 u. 16) kommt dafür in Wegfall.

2. Das Hyperbellineal. (Abb. 17—20.)

Das Hyperbellineal, von dem drei Bauarten vorliegen, beruht auf dem gleichen Erfindungsgedanken wie der Ellipsenzirkel. Zunächst sei Bauart 1 (Abb. 17) beschrieben.

Notwendig zur Erzeugung einer Hyperbel ist die Angabe der Größe der Hauptachse und des Abstandes der Brennpunkte. Es werden zunächst die Hauptachse und die Brennpunkte F und F_1 auf die Zeichenebene aufgerissen. Auf einem Streifen (Lineal) aus Karton oder dgl. werden dann an einer geraden Kante die Hauptachse AB und der Brennpunkt F sowie von F aus Teilstriche aufgezeichnet. Diese Teilstriche haben nach dem Brennpunkt F zu einen engeren Abstand, um an der stärksten Krümmung der Hyperbel die meisten Punkte zu erhalten. Das Hyperbellineal wird

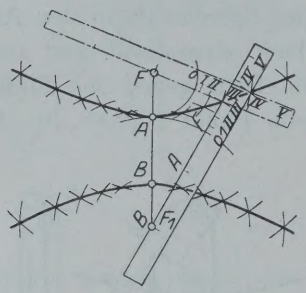


Abb. 17.

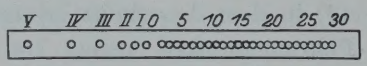


Abb. 18.

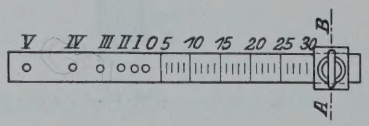


Abb. 19.

Abb. 20

nun mit dem Punkte B in dem einen und dann in dem anderen Brennpunkt angelegt und unter Drehen des Lineals mit dem an den einzelnen Teilstrichen angesetzten Schreibstift kurze Kreisbögen rechts und links von der Achse gemacht. Dann wird der Punkt A in den Brennpunkten angelegt und in gleicher Weise kurze Kreisbögen geschlagen, die die vorher gezeichneten schneiden. Die Schnittpunkte von je zwei zusammengehörigen Kreisbögen (I und I, II und II usw.) ergeben Punkte der Hyperbel.

Die zweite Ausführungsform (Abb. 18) betrifft ein Hyperbellineal, bei dem die Teilstriche 0 bis V durch kleine Löcher ersetzt sind, in die die Schreibstiftspitze beim Schlagen der Kreisbögen eingesetzt wird. Auch die Punkte A und B sind durch kleine Löcher ersetzt, in welche eine Nadel oder Spitze als Drehpunkt durchgesteckt wird. Damit das Lineal für verschiedene Hyperbeln brauchbar ist, sind für die Punkte A und B eine Reihe von Löchern vorgesehen, die einen maßlich bestimmten Abstand haben.

Die dritte Ausführungsform (Abb. 19 u. 20) hat für die Punkte A und B statt der Löcher einen Schieber, der auf einer Maßteilung verstellt und durch eine Klemmschraube festgehalten werden kann. Eine Spitze an dem Schieber, die in die Zeichenfläche eingesetzt wird, dient beim Gebrauch als Drehpunkt.

C. Hilfsmittel für den Steigbogen.

Es gibt verschiedene Konstruktionen von Steigbögen, die aber durchweg falsch entwickelt sind und daher mehr oder weniger eine unschöne Form haben. Die Konstruktion des vorliegenden Zirkels geht von folgender Erklärung aus: Ein steigender Bogen (Abb. 24) entsteht, wenn sich ein Punkt im Halbkreise um eine Achse bewegt und gleichzeitig die Achse entsprechend der angenommenen Steighöhe gleichmäßig ansteigt. Jeder Punkt des Steigbogens hat den Abstand r von einem Punkte, der auf der senkrechten Mittellinie aufgetragenen Steigung, welcher dem Bogenwege des Punktes entspricht.

1. Der Steigbogenzirkel. (Abb. 21—24.)

Dem Wesen des Steigbogens entsprechend wird in der vorliegenden Konstruktion eine Kurbel mit Schreibstift um 180° im Halbkreise bewegt, wobei gleichzeitig der Drehpunkt der Kurbel gleichmäßig die Steigung durchläuft.

Mit der Kurbel *a* ist das Zahntrieb *b* durch die Feder *c* starr verbunden. Die Kurbel *a* liegt mit ihrem Zapfen in dem Kulissenstein *d*, der seinerseits sich in der

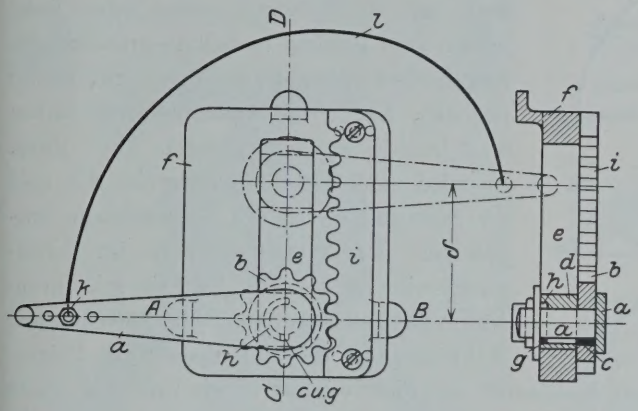


Abb. 21.

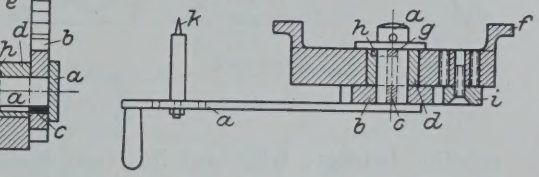


Abb. 23.

Abb. 22.

Kulisse *e* der Lagerplatte *f* senkrecht auf und ab bewegen kann. Die Drehung der Kurbel wird in der Ruhestellung und in der Endstellung durch die Nase *g* begrenzt, die gegen eine der Stirnflächen der halbringförmigen Ausnehmung *h* im Kulissenstein *d* stößt. Das Zahntrieb *b* steht im Eingriff mit der senkrecht stehenden Zahnstange *i*.

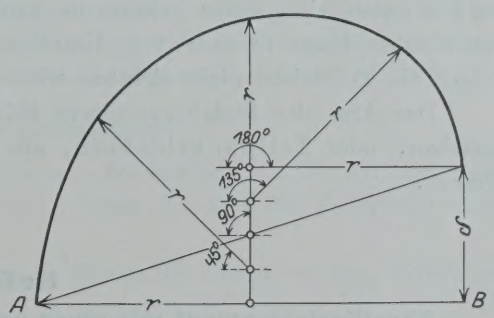


Abb. 24.

Soll ein Steigbogen erzeugt werden, so wird die Kurbel um 180° rechts herum (oder links herum bei einem nach links steigenden Bogen) gedreht, wobei sich das Zahntrieb *b* auf der Zahnstange *i* abrollt und nebst Kurbel um die Steigung nach oben geht. Die senkrechte Führung wird hierbei durch Stein und Kulisse gegeben. Der in Höhe der halben Spannweite (Halbmesser) angebrachte Schreibstift *k* zeichnet bei dieser Handhabung einen Steigbogen *l* in einem Zuge auf.

Soll der Steigbogenzirkel für die Herstellung verschieden großer Steigbögen eingerichtet sein, so läßt sich beispielsweise (Abb. 21—23) eine verschiedene Spannweite dadurch erzielen, daß der Schreibstift in verschiedenen Abständen vom Drehpunkt angebracht wird (wozu entsprechende Löcher in der Kurbel vorzusehen sind), während zur Erzielung verschiedener Steighöhen besondere Zahntriebe eingebaut werden, bei entsprechender Verschiebung der Zahnstange.

Es ist auch eine Konstruktion durchgebildet worden, bei der Zahnstange mit Trieb durch einen Schnurrollenzug für die Steigungsbewegung der Kurbel ersetzt wird. Der Hebel der Kurbel kann hierbei teleskopartig ausgezogen werden für verschieden große Spannweiten.

2. Der Steigbogenzeiger. (Abb. 25.)

Nach dem gleichen Prinzip, das den Zirkeln zugrunde liegt, läßt sich auch ein steigender Bogen herstellen bei Anwendung des Steigbogenzeigers.

Der Steigbogenzeiger aus Holz, Blech, Pappe oder dgl. ist ein Halbmesser, der am Mittelpunkt zu einer Kreisscheibe ausgebildet ist. Die eine Hälfte der Kreisscheibe ist in beliebig viele, gleiche Teile (im vorliegenden Fall 6) eingeteilt. Je nach dem man mit dem Zeiger rechts oder links herum geht (rechts- bzw. links-ansteigender Bogen und Zeigerspitze links bzw. rechts liegend), laufen die Teilzahlen von unten über rechts bzw. von unten über links. Es wird zunächst die Spannweite AB und die Steigung S auf die Zeichenfläche aufgetragen. Dann errichtet man im Mittelpunkt eine Senkrechte, läßt sie mit ihrem Nullpunkt so tief unter den Durchmesser AB gehen, als der Halbmesser der Zeigerscheibe beträgt, trägt auf ihr vom Nullpunkt aus die Steigung S ab und teilt diese in so viel Teile ein, als die halbe Kreisscheibe hat (6). Beim Gebrauch setzt man die Zeigerscheibe mit der Unterkante auf Teilstrich 1 der Senkrechten, wobei der Zeiger so gedreht wird, daß der gleiche Teilstrich der Scheibe auf der Senkrechten liegt. In dieser Lage trägt man an der Zeigerspitze Punkt 1 des Steigbogens auf die Unterlage auf. Dasselbe Spiel wiederholt sich bei allen anderen Punkten. Die einzelnen Punkte werden durch eine stetig gekrümmte Linie miteinander verbunden. Die Teilung der Senkrechten fängt deshalb von Unterkante Zeiger an, weil sonst bei aufgelegtem Zeiger die Teilstriche nicht sichtbar wären.

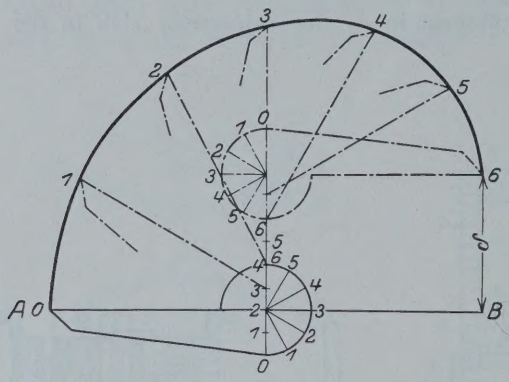


Abb. 25.

Der Arm des Steigbogenzeigers läßt sich auch mit einer Millimeterteilung versehen, oder Teilpunktlöchern, um Steigbögen verschiedener Größe machen zu können.

(Fortsetzung folgt.)

Referate.

Nivellierinstrument mit einer neuartigen Vorrichtung zum Kippen des Fernrohres mit der Libelle.

Bericht von P. Werkmeister.

Die Firma C. Sickler in Karlsruhe i. B. stellt ein neues Nivellierinstrument (Abb. 1) mit festem Fernrohr, fester Libelle und vertikal wirkender Feinbewegungsvorrichtung her. Diese Vorrichtung zum Kippen des Fernrohres mit der Libelle (Abb. 2) besteht aus einer horizontal gelagerten Schraube A, die mit einer Schnecke auf ein Zahnrad B wirkt; das Zahnrad ist als Mutter auf einer vertikalen, fest mit der Fernrohrwiege verbundenen Spindel C drehbar. Durch entsprechendes Drehen der Schraube A wird das Zahnrad B gehoben oder gesenkt; diese vertikalen Bewegungen werden mit Hilfe einer Spitze auf der oberen Fläche des Zahnrades auf das Fernrohr mit der Libelle übertragen.

Die bei dieser Kippvorrichtung erreichte Übersetzung ist derart, daß durch eine volle Drehung der Schraube A die Libelle um einen Winkel von rund 30 Sekunden geneigt wird. Um diesen Wert mit demjenigen einer gewöhnlichen, unmittelbar wirkenden Kippschraube vergleichen zu können, sei darauf hingewiesen, daß z. B. bei dem bekannten großen Nivellierinstrument von C. Zeiss einer vollen Schraubendrehung ein Winkel von rund 200 Sekunden entspricht.

In Verbindung mit Nivellierinstrumenten kommt die Vorrichtung für Instrumente mit sehr empfindlicher Libelle in Frage, die zu Messungen mit einspielender Libelle benützt werden sollen. Voraussetzung ist, daß die Schraube *A* so leicht gedreht werden kann, daß bei ihrer Benutzung keine Erschütterungen des Instruments entstehen.

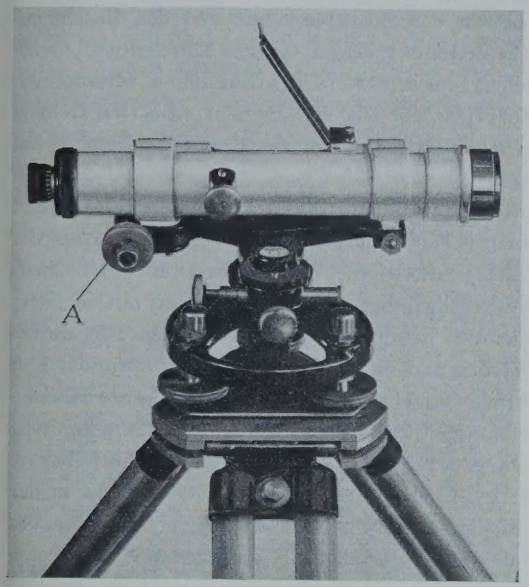


Abb . 1.

Das neue Nivellierinstrument (Abb. 1) weist außer der Kippvorrichtung eine weitere — wenigstens für kleinere Instrumente — Neuerung auf; diese besteht in einem mit dem Unterbau verbundenen Tragring. Die Anbringung eines Tragringes ist bei großen und schweren Universalinstrumenten heute

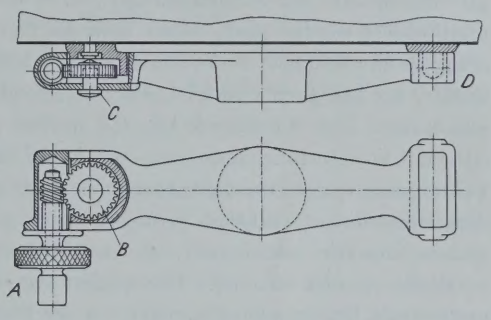


Abb. 2.

eine Selbstverständlichkeit; bei kleineren Theodoliten und Nivellierinstrumenten wurde ein Tragring seither wohl nur ganz ausnahmsweise angebracht. Besonders für das Aus- und Einpacken der Instrumente ist auch bei mittleren und kleineren Instrumenten ein Tragring zum Anfassen des Instruments sehr erwünscht. Die Ausgestaltung des Tragringes bzw. seine Verbindung mit dem Unterbau des Instruments ist bei dem Sicklerschen Instrument recht zweckmäßig.

Messung großer Gasmengen.

M. Jakob u. Fr. Kretschmer, Die Durchflußzahlen von Normaldüsen und Normalstaurändern für Rohrdurchmesser von 100 bis 1000 mm. *Forsch. Arb. a. d. Geb. d. Ingenieurwesens* Nr. 311. VDI-Verlag, Berlin 1928.

R. Witte, Durchflußbeiwerte der IG-Meßmündungen für Wasser, Öl, Dampf und Gas. *Zeitschr. d. Ver. d. Ing. 72. S. 1493. 1928.*

S. Kreuzer, Statische und dynamische Untersuchung von Mündungs-Dampfmengenmessern unter besonderer Berücksichtigung der Messung pulsierender Gas-, Dampf- und Flüssigkeitsströme. *Forsch.-Arb. a. d. Geb. d. Ingenieurwesens Nr. 297.* VDI-Verlag, Berlin 1928.

Bericht von S. Erk.

Der harte Zwang zur Sparsamkeit auf allen Gebieten der Technik hat in den letzten Jahren ganz besonders das Verlangen nach möglichst hoher Meßgenauigkeit bei der Bestimmung großer Gasmengen in den Vordergrund treten lassen. Von welcher Bedeutung diese Frage ist, kann man aus folgenden Zahlen ersehen, die R. Witte in seiner oben zitierten Arbeit für das Werk Oppau der IG-Farbenindustrie veröffentlicht: Allein in diesem Werk werden täglich rund 11 Millionen m^3 Gas, 8500 t Dampf und ferner die verschiedensten Flüssigkeiten, wie Speisewasser, Lauge usw. in großen Mengen gemessen.

Das einzige Verfahren, mit dem solche Mengen erfaßt werden können, ist das der Messung des Druckabfalls an Meßmündungen (Düsen, Staurändern usw.). Solche Mündungen werden in einem für den Außenstehenden überraschend großen Maß verwendet. Um wieder die Zahlen für Oppau zu nennen: 5000 Stauränder wurden in den letzten fünf Jahren angefertigt; 448 Meßstellen

sind ständig in Betrieb, davon der größte Teil mit selbsttätiger Aufzeichnung. Im Werk Leuna werden diese, wie auch die oben genannten Zahlen noch um das Vielfache übertroffen.

Von diesen Meßgeräten wird heute eine sehr große Genauigkeit verlangt. Dabei werden an die Verwendungsmöglichkeit ganz außerordentliche Ansprüche gestellt: Gas von 1 bis 240 at in Leitungen bis zu 1600 mm Durchmesser, Dampf bis zu den höchsten, eben von der Maschinentechnik beherrschten Drucken und Temperaturen in Leitungen bis zu 400 mm Durchmesser, heiße und kalte, dünnflüssige und zähe Flüssigkeiten sollen gemessen werden. Und dabei verlangt die ungestüm vorwärtsdrängende Technik, daß die Meßgeräte für die ständig neu eroberten Gebiete auch gleich brauchbar sein sollen, also eine weitgehende Extrapolation aus dem bekannten in das unbekannte Gebiet hinein durchgeführt werden soll.

Man sollte meinen, unter den eben genannten Umständen wäre es schwierig genug, ein Meßgerät zu entwickeln, das einigermaßen den Ansprüchen genügen würde, zumal der Wert der „Durchflußzahl" der Meßmündungen, d. h. der Größe, mit der die Wurzel des Druckunterschieds multipliziert werden muß, damit man die Durchflußgeschwindigkeit erhält, nicht nur mit der Strömungsgeschwindigkeit veränderlich ist, sondern auch mit dem Öffnungsverhältnis, dem Rohrdurchmesser, der Zähigkeit und Dichte des strömenden Stoffes und natürlich auch mit der Form der Einschnürung. Aber die Schwierigkeiten werden dadurch vermehrt, daß wir auf eine bunte Mannigfaltigkeit von Ausführungsformen stoßen, auf scharfkantige Stauränder, abgerundete Düsen, konische Venturimesser, die Druckentnahmestellen zur Messung des Druckabfalles sind bald unmittelbar an dem Drosselorgan, bald in geringerer oder größerer Entfernung angebracht usw., so daß in der ganzen Literatur kaum zwei, an verschiedenen Stellen ausgeführte Untersuchungen miteinander verglichen werden können. Das kommt daher, daß es keine Stelle gibt, die imstande wäre, eine umfassende Untersuchung mit den für die Praxis nötigen riesigen Gasmengen auszuführen, sondern daß fast alle Arbeiten auf diesem Gebiete, der Not des Augenblickes entspringend, in Industriewerken ausgeführt werden, wobei dann natürlich die an der betreffenden Stelle gerade in Gebrauch befindliche Ausführungsform des Meßgerätes der Untersuchung zugrunde gelegt wurde. Erst in jüngster Zeit ist im Verein Deutscher Ingenieure ein „Ausschuß für Strömungsmesser" gebildet worden[1]), der die Aufgabe hat, die Untersuchungen planmäßig zu organisieren und die verschiedenen Ausführungsformen der Einschnürungen zu vereinheitlichen.

Kürzlich sind nun zwei umfangreiche Arbeiten über Strömungsmessung erschienen, die sich allerdings zum Teil auf verschiedene Formen der Einschnürung beziehen, da die experimentellen Arbeiten schon mehrere Jahre zurückliegen, zum Teil aber auch dieselben Geräte betreffen, so daß wenigstens für ein gewisses Gebiet ein unmittelbarer Vergleich durchgeführt werden kann.

Jakob und Kretzschmer untersuchten die vom Verein Deutscher Ingenieure in den „Regeln für Leistungsversuche an Kompressoren und Ventilatoren" angegebenen Normalformen für Düsen und Stauränder. 10 Normaldüsen und 38 Normalstauränder für 121 bis 1000 mm weite Rohre wurden mit Luftmengen bis über 10000 m^3/h in den verschiedensten Kombinationen untereinander und mit zwei Normaldüsen verglichen, deren Durchflußzahl früher Jakob und Erk (1924) bestimmt hatten. Außerdem wurde die Durchflußzahl einer Normaldüse von 200 mm lichter Weite bei sehr großer Luftgeschwindigkeit durch Messung der Geschwindigkeitsverteilung im Querschnitt mit Stauröhren bestimmt, ferner der Druckrückgewinn hinter Einschnürungen gemessen. Auf diese Weise wurde für Düsen und Stauränder die Abhängigkeit der Durchflußzahlen von der Reynoldsschen Zahl der Strömung sowie dem Durchmesserverhältnis in einem sehr weiten Bereich festgelegt. Es zeigte sich, daß die Durchflußzahl der Stauränder außerdem auch von dem Rohrdurchmesser abhängt, was vielleicht auf die verschiedene relative Rauhigkeit der verschieden weiten Rohrleitungen zurückgeführt werden kann. In zahlreichen Diagrammen und Zahlentafeln werden die Ergebnisse in eine für den praktischen Gebrauch bequeme Form gebracht.

Während Jakob und Kretzschmer ihre Versuche nur mit Luft durchführen konnten, hat R. Witte Messungen mit Wasser, Öl, Wasserdampf und Luft angestellt, so daß er das Ähnlichkeitsprinzip — von dem natürlich auch Jakob und Kretzschmer bei der Auswertung ihrer Versuche in ausgedehntestem Maße Gebrauch machten — voll ausnützen konnte. Er stellte für

[1]) Siehe *diese Zeitschr.* **48.** *S. 624. 1928.*

die Düsen- und Staurandformen, die bei der IG-Farbenindustrie in Gebrauch sind, fest, daß oberhalb gewisser Reynoldsscher Zahlen die Durchflußzahlen nicht mehr mit der Reynoldsschen Zahl veränderlich sind. Dagegen besteht noch ein Einfluß des Rohrdurchmessers. Für Rohre von 50 bis 500 mm Durchmesser und beliebige strömende Stoffe können die Durchflußzahlen aus den gewonnenen Kurven entnommen werden, wenn die Reynoldssche Zahl der Strömung bekannt ist. Witte führte auch Vergleichsmessungen zwischen der IG-Düse und der VDI-Düse aus; dabei erhielt er etwas andere Werte für die Durchflußzahlen der VDI-Düse als Jakob und Kretzschmer. Dabei ist aber zu beachten, daß Jakob und Kretzschmer die „alte", Witte die „neue" Ausführungsform der VDI-Düsen benützt haben, die in ein kurzes zylindrisches Stück ausläuft, wozu noch kommt, daß die Düse von Witte nicht genau den Vorschriften des VDI entspricht, sondern einen etwas größeren Krümmungsradius besitzt. Auch die Staurandbeiwerte von Witte weichen um einige Prozent von denen von Jakob und Kretzschmer ab. Da die Veröffentlichung von Witte bei weitem nicht so ausführlich gehalten ist, wie die von Jakob und Kretzschmer, können die Unterschiede auf Grund des vorliegenden Berichtes nicht erklärt werden. Immerhin dürfte es angezeigt sein, gegenüber der von Witte beanspruchten Genauigkeit von $\pm$ 0,5 % einige Skepsis zu bewahren. Man muß heute schon froh sein, wenn die von Jakob und Kretzschmer geschätzte Genauigkeit ihrer Versuche von $\pm$ 1 % für Düsen und $\pm$ 2 % für Stauränder bei sorgfältigen Untersuchungen auch wirklich erreicht wird.

Die dritte der zitierten Arbeiten gilt der Messung von Wasserdampf, wobei ein neuer wichtiger Gesichtspunkt, nämlich die Messung pulsierender Ströme in die Untersuchung mit einbezogen wird. Die Forschungsarbeit bezieht sich nicht so sehr auf das Drosselorgan, das bei den beiden bisher besprochenen Arbeiten alleiniger Gegenstand der Aufmerksamkeit war, sondern sie gilt dem gesamten Gerät, also auch den Teilen, die den Differenzdruck auf den Druckschreiber übertragen und den Vorrichtungen für die mechanische Berücksichtigung des wechselnden Dampfdruckes. Behandelt werden zunächst der Debro- und der Gehre-Dampfmesser. Von beiden wird die statische Charakteristik aufgenommen, dann an ihnen eine dynamische Untersuchung durchgeführt, die zeigt, daß die beiden Geräte pulsierende Ströme nur mit erheblichen Fehlern messen können, weil ihre Eigenschwingungen zu langsam sind. Daher entwickelt Kreuzer einen Membrandampfmesser mit so hoher Schwingungszahl, daß Dampfströme, die bis 220 Schwingungen in der Minute ausführen, noch mit einer Genauigkeit von wenigen Prozent gemessen werden können.

Jede der drei referierten Arbeiten enthält für den Fachmann wichtige grundlegende Erkenntnisse. Darüber hinaus sind namentlich die gründlichen und sorgfältigen Arbeiten von Jakob und Kretzschmer und von Kreuzer jedem zu empfehlen, der sich über die auf dem betreffenden Gebiet wichtigen Aufgaben unterrichten will und über die Methoden und instrumentellen Mittel, mit denen die Lösung solcher Aufgaben angepackt werden kann.

Über eine Vorrichtung zum Abmessen genauer Zeitintervalle.

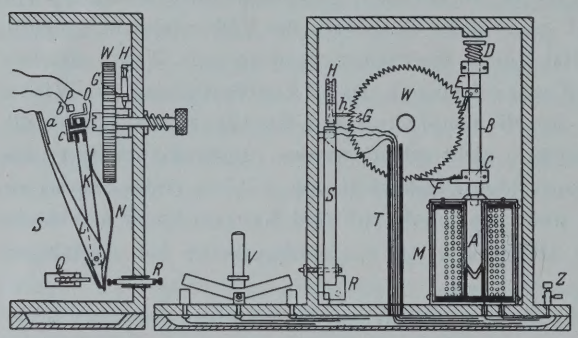
(*A device for accurate timing.*)

Von H. L. Johnston. *Journ. Opt. Soc.* ***17.*** *S. 381—385. 1928.*

Da die weitverbreitete Methode, mit Hilfe von Stoppuhr und Handtaste die Zeit zu messen, Resultate ergibt, deren Genauigkeit für viele physikalische Zwecke nicht ausreicht, hat der Verfasser es unternommen, eine Apparatur zu schaffen, bei der astronomische Zeitsignale (Signale einer unter astronomischer Überwachung stehenden Uhr) die Zeitmessung im Laboratorium elektrisch kontrollieren. Er benötigte eine Zeitmeßeinrichtung hoher Genauigkeit bei genauen kalorimetrischen Messungen. White hat einen Schalter beschrieben (*Phys. Rev.* ***31.*** *S. 688. 1910*), der von Dorsey angegeben worden ist. Von diesem Schalter geht der Verf. aus und entwirft eine Einrichtung, deren Bau und Wirkungsweise aus der schematischen Abbildung verständlich wird.

Ein dünnes Messingrohr, an dem oben und unten Bakelitscheiben befestigt sind, bildet das Gerüst für den Magneten *M*. Letzterer besteht aus einer Spule, die 500 Windungen mit Asbest isoliertem 0,64 mm dicken Kupferdraht enthält. Das ganze ist in mehrere Lagen dünnes Weicheisenblech eingekapselt. Der an seinem unteren Ende angespitzte Weicheisenanker *A* ist mit einer Längsnut versehen, damit die Luft aus dem Hohlraum der Spule entweichen kann, wenn der

Anker angezogen wird. Am oberen Ende ist der Anker an einer Messingstange B von quadratischem Querschnitt befestigt. Diese Messingstange wird von dem Führungsstück C gehalten und normalerweise durch die starke Feder D vom Magneten abgehoben. Der Hub der Stange B ist so bemessen, daß die an ihr befestigte Schaltklinke E das gezahnte Schaltrad W bei jeder Anziehung des Magnetankers um einen Zahn weiterschaltet. Eine flache Stahlfeder F dient dazu, die Rückwärtsdrehung des Rades W zu verhindern und die Bewegung des geschalteten Rades zu begrenzen. Bei jeder vollen Umdrehung des Schaltrades W hebt der senkrecht in dem Radkörper eingesetzte Stift G den empfindlichen Drücker H. Dieser besteht aus einem Gleitbolzen, der durch eine schwache Feder nach unten gedrückt wird und nur angehoben wird, wenn der Stift G des Schaltrades den am Gleitbolzen befestigten Stift h anhebt. Die Vorrichtung ist so justiert, daß der Stift G bei dem letzten Hub des Magneten vor vollendeter Umdrehung des Schaltrades sich zunächst leicht an den Stift h anlegt, daß bei dem nächsten Hub des Magneten aber der Drücker H gehoben wird. Entspricht die Zahnzahl des Schaltrades der Zahl der in der Minute übertragenen Uhrsignale, so wird der Drücker genau in Zeitabständen von einer Minute angehoben. Er wird zur mechanischen Steuerung des erwähnten Umkehrschalters benutzt, von dem der Verf. ausging.



Der Umkehrschalter, der dem von White beschriebenen Typ nachgebildet wurde, ist in der Abbildung links skizziert. An dem aus dickem Bronzeblech gebogenen Arm L ist eine Aluminiumtange von quadratischem Querschnitt K drehbar befestigt. L und K zusammen können um die gleiche Achse um einen kleinen Winkel gegen das Gehäuse gedreht werden und werden normalerweise durch die an L befestigte kräftige Stahlfeder N mit den Kontaktflächen a und c zur Berührung gebracht. Die Kontaktfläche c ist gegen die Stange K isoliert. Betätigt man den Umkehrschalter dadurch, daß man auf den Stößel R drückt, so schiebt sich der Messingstreifen O unter den Drücker H, der ihn festhält, und der Arm L wird von dem festen Kontaktstab P angehalten. Dadurch wird eine leitende Verbindung a—b hergestellt und die vorher bestehende a—c wird unterbrochen. Wird der Drücker H durch das Schaltrad angehoben, so wird der Streifen O freigegeben und die Feder N stellt wieder die Verbindung von a und c her, nachdem sie die Verbindung a—b unterbrochen hat. Ein gefederter Stößel Q verhindert, daß L gegen P zurückprallt. Die Kontaktflächen sind aus Platin angefertigt. In der vom Verfasser für seine kalorimetrischen Messungen gewählten Ausführungsform des Gerätes werden die aus seiden- und gummiisolierter Kupferlitze bestehenden Zuleitungsdrähte zu den Kontakten a, b, c durch ein Bakelitrohr in das Innere des Doppelbodens des Apparates geführt, wo sie an weitere Schalter bzw. die Batterieklemmen angeschlossen sind. Der Doppelkippschalter V dient den Sonderzwecken, die der Verfasser im Auge hatte. Ein Schaltschema erläutert die Besonderheiten der benutzten Schaltung.

Das Gerät wurde von Cornish mit Hilfe eines Schwingungskreises konstanter Frequenz für hohe Schwingungszahlen nach der Methode von Cornish und Eastman geprüft. Dabei ergab sich eine mittlere Genauigkeit der Zeitmessung von $2{,}3 \times 10^{-3}$ sec. Bei der Einfachheit der Konstruktion verdient dies Resultat Beachtung um so mehr, als diese Relaisanordnung mit zeitlich so genauer Kontaktauslösung für viele andere Zwecke brauchbar erscheint. Neben vielen Winken, die seine kalorimetrischen Messungen mit Hilfe des beschriebenen Geräts betreffen, teilt der Verf. eine Reihe von Erfahrungen mit, die für den allgemeinen Gebrauch des Gerätes sehr wertvoll sind, hier aber im einzelnen nicht besprochen werden können. *W. Keil.*

Eine neue Dunkelkammer- und Laboratoriumsuhr.

Von A. P. F. Richter. *D. Opt. Wochenschr.* **15.** *S. 61—62. 1929.*

Der Verfasser beschreibt eine Laboratoriumsuhr, die von der Hamburg-Amerikanische Uhrenfabrik in Schramberg seinen an anderer Stelle veröffentlichten Forderungen entsprechen

gebaut wurde. Die Uhr zeigt das Äußere einer größeren Weckuhr mit Leuchtzifferblatt. Der einzige Leuchtzeiger vollendet eine Umdrehung in 12 Minuten. Ein ausschaltbares Glockensignal, wie bei Weckuhren üblich, ist vorgesehen, das sich praktisch mit einer Genauigkeit von 8 Sek. einstellen läßt. Ein nichtleuchtender Sekundenzeiger mit besonderem Zifferblatt erweitert die Verwendbarkeit der Uhr; mit einem sehr handlich angebrachten Hebel wird die Uhr in Gang gesetzt bzw. ausgeschaltet. Sie bedeutet als Laboratoriumsuhr sicherlich einen Fortschritt.

W. Keil.

Anforderungen an Dunkelkammeruhren.

D. Uhrm.-Zeitg. **52.** *S. 860—863. 1928.*

Ein unter der obigen Überschrift erschienener und vorstehend besprochener Aufsatz aus der Feder von P. F. Richter führt zu einer neuen Erörterung des behandelten Problems, an der sich die Hamburg-Amerikanische Uhrenfabrik in Schramberg und der genannte Verfasser beteiligen. Letzterer fordert eine Signaluhr mit Leuchtzeiger, deren Werk auch nach Auslösung eines einstellbaren Signals weiterläuft, bei der der Zeiger in etwa $^1/_5$ Stunde umläuft. Eine derartige Uhr ist erforderlich bei den Arbeiten mit Farbenrasterplatten in der Dunkelkammer, überhaupt bei vielen Arbeiten im verdunkelten Laboratorium. Die genannte Firma weist auf einige von ihr bereits entwickelte, für Arbeiten im verdunkelten Laboratorium (Dunkelkammerarbeiten) bestimmte Kontrolluhren und eine besondere Sekundenstoppuhr hin, die für die bei Beleuchtung der Dunkelkammer vorzunehmenden Arbeiten bereits sehr befriedigen, bei vollkommener Verdunkelung aber nicht ausreichen. Es ist zu begrüßen, daß derartige Fragen einmal außerhalb der Katalogsliteratur behandelt werden, und würde zweifellos einem Bedürfnis entsprechen, wenn ein Fachmann einmal auch das Gebiet der Schaltuhren ganz allgemein behandeln würde. Dafür liegt vor allem in Physikerkreisen Interesse vor, in denen eine Vorstellung über den heutigen Stand dieses Zweiges der Uhrentechnik in Ermangelung der Unterlagen nicht vorhanden ist. *W. Keil.*

Ein optisches Mikrometer.

Von I. Runge. *Zeitschr. f. techn. Physik* **9.** *S. 484—486. 1929.*

Verf. beschreibt ein Mikrometer zur Ausmessung ganz dünner Drahtdicken, z. B. von Glühlampendrähten. Setzt man solchen Draht in den Weg eines Lichtstrahlenbündels und betrachtet die im Raume dahinter entstehende Beugungserscheinung mit einer Lupe, so sieht man in dem Schatten des Drahtes feine parallele helle und dunkle Streifen, die um so breiter auseinander liegen (bei monochromatischem Licht deutlich), je dünner der Draht ist. Aus dem Abstand zweier Beugungsstreifen derselben Ordnung läßt sich alsdann die Dicke des Drahtes einfach errechnen. Bei Drahtdurchmessern von 10—80 μ beträgt die Meßgenauigkeit etwa 0,25 %. Eine entsprechende Apparatur wird von C. Leiss, Berlin-Steglitz, angefertigt. *Flügge.*

Über die Abhängigkeit der Farbe eines Filters von der Schichtdicke und der Beleuchtungsstärke.

Von G. Jaeckel. *Zeitschr. f. techn. Physik* **9.** *S. 479—482. 1929.*

Bei Überschreitung einer gewissen Flächenhelligkeit vermag unser Auge bekanntlich keine entsprechende Steigerung in der Lichtwahrnehmung mehr festzustellen. Die spektrale Durchlässigkeitskurve eines Farbglases mit einem klaren Helligkeitsmaximum im Grün und einem Abfall der Durchlässigkeit nach den Enden des Spektrums würde also bei weiterer Steigerung der Lichtstärke an der Stelle des Durchlässigkeitsmaximums schließlich keine Steigerung der spektralen Helligkeit mehr erkennen lassen, dagegen noch eine Steigerung an den Stellen des Spektrums, an denen die Filterwirkung besteht. Die Folge ist, daß mit der Steigerung der Beleuchtungsstärken schließlich in allen Spektralgebieten der Höchstwert der Lichteinwirkung erreicht wird und damit der Farbeindruck Weiß (Vorsicht bei Eisenbahnsignalen!).

Weit auffälliger und überraschender noch ist die Filterfarbenabhängigkeit von der Dicke des Filters. Beispielsweise sind Plättchen aus Kobaltglas in dünnen Schichten blau, in dicken Schichten violett. Gewisse Graugläser sind in dünnen Schichten grünlich-grau, in größeren Schichtdicken tiefrot. (Gläser mit seltenen Erden, z. B. Neodymoxyd, zeigen diese Erscheinungen noch

auffälliger, bei Neodym hellblau in dünnen Schichten, lilarot in größeren Dicken. Ref.) Hingegen zeigen photographische Gelbfilter eine Unabhängigkeit der Farbe von der Schichtdicke.

Eine Erklärung der beschriebenen Erscheinungen bekommt man, wenn man die spektrale Durchlässigkeit des betreffenden Filters betrachtet. Der Farbeindruck resultiert hieraus als Mischfarbe. Die erwähnten Gelbfilter schneiden bei 515 mμ außerordentlich scharf ab, und zwar von der Durchlässigkeit 100 % oberhalb dieser Grenze auf 0 % unterhalb derselben. Bei einer solchen Durchlässigkeitsform kann eine auch noch so starke Änderung der Schichtdicke nichts ändern, denn 0 % und 100 % sind eo ipso von der Schichtdicke unabhängige Werte. Dagegen ändert sich der Typus allmählich abfallender Durchlässigkeitskurven bei Vermehrung der Schichtdicke ganz erheblich. Dazu kommt noch, daß das Auge für grünes und blaues Licht viel empfindlicher ist als für rotes und violettes, so daß gerade Blau und Grün in geringer Schichtdicke viel wirksamer sind (Kobaltfilter und Grauglas).

Man sieht also, daß nicht nur die Art der Lichtquelle, sondern auch die Stärke der Beleuchtung und die Dicke des Filters maßgebende Faktoren sind, und daß unbedingt bei Filtergläsern, um sie einwandfrei zu definieren, nicht ihre Stärke schlechthin, sondern ihre spektrale Durchlässigkeit angegeben werden muß. *Flügge.*

Die Blendung durch Farbfilter.

Von G. Jaeckel. *Zeitschr. f. techn. Physik* **9**. *S. 482—484. 1929.*

Eine bekannte Erscheinung ist die Blendung durch Farbgläser. Ein vor das Auge geschaltetes Gelbfilterglas läßt die Landschaft in einem unangenehm grellen Licht erscheinen, obwohl das Gelbfilterglas dem Auge die Wahrnehmung der unsichtbaren, aber physiologisch wirksamen ultravioletten Strahlen sowie auch zum Teil der blauen Lichtstrahlen erspart. Ähnlich blendend wirkt das Betrachten von Druckschrift auf rotem Grunde, etwa an Plakaten. Beim Studium der spektralen Energieverteilung solcher Objekte stellte sich heraus, daß die spektralen Helligkeitskurven alle einen scharfen Abfall zeigten. Filter mit allmählich auslaufenden Absorptionskurven werden nicht als unangenehm empfunden. Hier liegt die Erklärung der ganzen Erscheinung.

„Das Auge macht Drehbewegungen beim Sehen; die Folge ist:

1. Örtlich nebeneinander von Hell und Dunkel ergibt beim Sehen zeitlich nebeneinander von Hell und Dunkel auf derselben Netzhautstelle.

2. Schroffe Helligkeitsunterschiede in dem Objekt geben bei fehlerfreier Abbildung im Auge bei der üblichen Drehbewegung raschen Intensitätswechsel auf der Netzhaut, also unangenehme Blendungserscheinungen.

3. Der chromatische Fehler des Auges bewirkt unscharfe Übergänge an der Grenze von Hell und Dunkel als Beseitigung der Blendung.

4. Das Einschalten von Gelb- und Rotfiltern, die nach dem kurzwelligen Ende des Spektrums scharf abschneiden, bewirkt Herabsetzung des chromatischen Fehlers, also Blendungserscheinungen; im gleichen Sinne wirkt Druckschrift auf rotem Grunde bei hellem Sonnenlicht.

5. Die Erscheinung ist nur bei sehr heller Beleuchtung zu demonstrieren (Sonnenlicht), weil bei weitgeöffneter Pupille auch der sphärische Fehler der Augenlinse blendungshindernd wirkt."

Flügge.

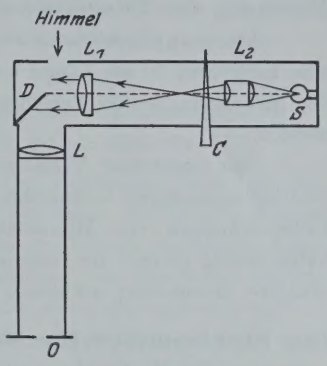
Die Leuchtdichte des Nachthimmels und ihre Veränderlichkeit.

(La brillance du ciel nocturne et ses variations).

Von M. J. Dufay. *Journ. de Phys. et le Rad.* **9**. *390—408. 1928.*

Die systematischen, während mehrerer Jahre durchgeführten Messungen erfolgten nach folgendem Prinzip. Die von einem Stern herrührende Beleuchtungsstärke wird mit der Beleuchtungsstärke verglichen, die von einem bestimmten Stück des Nachthimmels erzeugt wird. Man vermeidet bei dieser Methode die scheinbaren Änderungen der Leuchtdichte, die de facto auf einer Änderung der atmosphärischen Absorption beruhen. Die visuellen Messungen erfolgten folgendermaßen (vgl. Fig.) Das bei O befindliche Auge visiert die Linse L an; die eine Hälfte von L wird von dem diffus zerstreuenden Schirm D beleuchtet, der seinerseits von der Lampe S Licht erhält. C ist ein verschiebbarer Graukeil. Die andere Hälfte von L erscheint in dem Licht einmal der anvisierten

Himmelsfläche, zum andern in dem Licht des anvisierten Sternes und der umgebenden Himmelsfläche. Aus diesen beiden photometrischen Messungen läßt sich das Verhältnis der von dem Stern herrührenden Beleuchtungsstärke zu der Beleuchtungsstärke, die ein Stück des Himmels von einer bestimmten Raumwinkelgröße ergibt, berechnen.



Die visuellen Messungen wurden ergänzt durch photographische Messungen nach der Fabryschen Methode (Abbildung des Objektives durch ein Mikroskopobjektiv).

Aus den Meßreihen ergibt sich das bemerkenswerte Resultat, daß die Leuchtdichte des Nachthimmels in den letzten Jahren beträchtlich zugenommen hat, ein Resultat, das durch ähnliche Ergebnisse von Lord Rayleigh bestätigt wird.

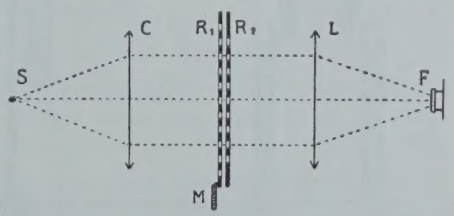
Die Leuchtdichteschwankungen von einer Nacht zur andern überschreiten nach Dufay nicht das Verhältnis etwa 4 : 10, während Lord Rayleigh Schwankungen im Verhältnis 1 : 4 bzw. 1 : 5 gefunden hat.

Eine Durchrechnung auf Grund der Fixsternverteilungsgesetze führt zu dem Ergebnis, daß außerhalb der diffus zerstreuenden Schichten der Atmosphäre die Fixsterne nur etwa $^3/_{10}$ zur Helligkeit des Nachthimmels beitragen. *Dziobek.*

Photoelektrische oder thermoelektrische Verfahren zur Feststellung und Messung sehr kleiner Verschiebungen.

Von G. D. Christescu. *Physikal. Zeitschr.* **30.** *S. 24—27. 1929.*

Die vom Verfasser angegebenen Verfahren bedienen sich einer Apparatur, die an Hand der Abbildung kurz beschrieben werden soll. Die von der Lichtquelle S ausgehenden Strahlen fallen, durch die Kollimatorlinse C parallel gemacht, auf das aus zwei Teilen R_1 und R_2 bestehende Gittersystem. Beide Teilgitter stehen im Strahlengang dicht hintereinander, mit ihren Linien parallel zueinander. Das Gitter R_1 wird an dem Gegenstand M, der nur angedeutet ist, dessen Verschiebung gemessen werden soll, befestigt, geht demnach mit diesem mit, während das Gitter R_2 in seiner Lage bleibt. Liegen beide Gitter so, daß sich die Spalte beider vollkommen decken, wie in der Zeichnung, dann kann die maximale Lichtmenge hindurchtreten. Nach



Durchgang durch das Gittersystem werden die Strahlen durch die Linse L auf der Photozelle F oder der an deren Stelle stehenden Thermosäule vereinigt. Wird das bewegliche Gitter um den Betrag der halben Teilungseinheit senkrecht zur Richtung des Spaltsystems verschoben, so ändert sich die auf F fallende Lichtmenge um den Höchstbetrag. Die bei Verschiebung des Gitters R_1 eintretende Intensitätsänderung des Photo- oder Thermostromes wird mit Hilfe eines Galvanometers gemessen.

Um Beugungserscheinungen, die bei feinen Gittern auftreten müssen, zu vermeiden, projiziert man mit Hilfe eines Projektionssystems das etwa zur Verwendung gelangende feine bewegliche Gitter R_1 auf das zweite Feste, dessen Konstante der des Bildes des beweglichen gleich ist. Fallen die hellen Streifen des Gitterbildes auf die undurchsichtigen des festen Gitters, so ist am Galvanometer nur ein schwacher Ausschlag festzustellen, dessen Änderung schon bei den geringsten Verschiebungen des Bildes (Gitter R_1) wahrnehmbar und meßbar wird, vorausgesetzt, daß man die Vorgänge im Photostromkreis auch quantitativ genau übersieht.

An Stelle des vergrößerten Gitterbildes kann man die Interferenzlinien, die ein durch zwei Glasplatten gebildeter Luftkeil erzeugt, benutzen und durch Verschiebung dieses die Keildicke mit außerordentlicher Schärfe bestimmen, den Keil sozusagen scharf abtasten.

Die Messung sehr kleiner Winkeldrehungen erfordert einen Plan- oder Konkavspiegel am beweglichen System, der das reelle Bild eines beweglichen Gitters auf ein zweites festes projiziert. Das feste Gitter soll dabei zweckmäßig eine Konstante $a + b$ von 0,5 oder 1 mm aufweisen. Die

photographische Registrierung der Galvanometerausschläge gestattet sowohl die Beträge der Verschiebung als auch deren Geschwindigkeit zu ermitteln. Zu seinen Registrierungen benutzte der Verfasser Gitter, die fünf Linien pro Millimeter aufwiesen, in der durch die Abbildung skizzierten Anordnung, eine Thermosäule und ein Galvanometer nach Moll; beide von Kipp & Zonen, Delft.

Aus den abgebildeten Registrierungen ist zu ersehen, daß einer Verschiebung von 0,1 mm eine Linie von 10 cm Länge entspricht. Auf die besonderen Erfahrungen, die der Verfasser bei der Anwendung seiner Verfahren gewonnen hat, die er mitteilt, kann hier nicht näher eingegangen werden.

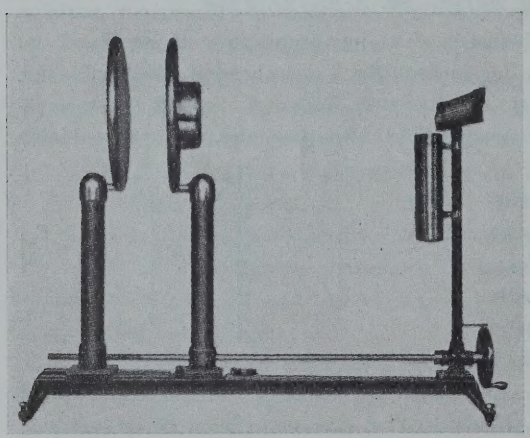
Sein Gerät und Verfahren erscheint aber sehr geeignet als Präzisionsmeßgerät für Laboratoriumsmessungen technischer Art, an die die höchsten Anforderungen gestellt werden, z. B. für Untersuchungen von Mikrometerschrauben oder Endmaßmessungen. Dabei ist das Gerät verhältnismäßig einfach im Gegensatz zu den komplizierten Interferenzapparaturen und gestattet vielseitigere Anwendung als diese. *W. Keil.*

Ein Elektrometer für Messung sehr hoher Gleich- und Wechselspannungen.

Von H. Starke und R. Schröder, *Archiv f. Elektrotechnik* **20.** *S. 115. 1928.*

Auszug *Zeitschr. f. techn. Physik* **9.** *S. 442. 1928.*

Zweck der im Physikalischen Institut der Technischen Hochschule Aachen ausgeführten Arbeit war die Schaffung eines einfachen und genauen Hochspannungsvoltmeters für Gleich- und Wechselspannungen bis zu 300 kV. Der Apparat (s. Abb.) besteht aus zwei kreisrunden Metalltellern mit planen, einander gegenüberstehenden Flächen, von denen der eine, gegen Erde Spannung führende, mittels eines Hochspannungsisolators fest, der andere mit einer eisernen Stütze und durch eine Spindel verschiebbar auf dem geerdeten Gestell angebracht ist. Der Abstand zwischen den beiden Platten kann von 0 bis zu einer durch die zu messende Spannung mit bedingten Größe durch die Spindel verändert und auf 0,1 mm genau abgelesen werden. In der Mitte der geerdeten Platte befindet sich ein schmaler Schlitz, in welchem ein leichter Metallflügel mittels eines Phosphorbronzedrahtes drehbar angeordnet ist. Durch ein an die Hochspannungsplatte gelegtes Potential wird auf die Flügel eine Kraft ausgeübt, die ihn aus einer Ruhelage der Plattenebene hinauszudrängen bestrebt ist. Würde man durch Torsion des Aufhängefadens den Flügel in seine Ruhelage zurückziehen, so wäre die — durch den Drehwinkel zu messende — auf ihn ausgeübte Kraft dem Quadrat der Feldstärke an dieser Stelle bzw. dem Quadrat der Spannung an der Hochspannungselektrode direkt proportional. Bei der vorliegenden Konstruktion dagegen wird dem Flügel eine Drehung erlaubt, welche durch Spiegel, Lichtzeiger und Skala abgelesen wird. In diesem Fall verläuft der Drehwinkel nicht mehr streng proportional der Spannung, sondern weicht mehr oder weniger davon ab. Dieser Skalencharakter wird bei kleinem Abstand für einen bekannten, über die Gesamtskala reichenden Spannungsbereich mäßiger Größe, etwa 1000 bis 10000 V, empirisch festgestellt. Vergrößert man dann den Abstand zwischen den Platten so weit, daß die bei kleinem Abstand etwa 1000 V entsprechende Ablesung erst bei 5000 V erreicht wird, so ist — bei gleichbleibender Eichkurve — der Meßbereich auf das 5fache erweitert. Es muß als der wesentlichste Vorteil des neuen Instrumentes angesehen werden, daß es eine Eichung bei relativ niedrigen, mit Hochspannungsmeßinstrumenten anderer Art oder Meßtransformatoren noch genügend genau anzugebenden Spannungen erlaubt und ohne weiteres für einen das Vielfache davon betragenden Meßbereich benutzt werden kann. Die Zulässigkeit dieser Übertragung, welche die Voraussetzung der Äquidistanz der log (Skalenausschlag) — log (Spannung) Kurven mit dem Plattenabstand als Parameter einschließt, ist durch Untersuchung mittels eines



sehr genau geeichten Meßtransformators weitgehend nachgewiesen worden. Das durch seinen einfachen konstruktiven Aufbau und die leichten Möglichkeiten der Eichung und Nacheichung bestechende Instrument wird bereits bis zu Meßbereichen von 500 kV in den Handel gebracht. Die Durchbildung für noch höhere Spannungen ist, soweit sich voraussehen läßt, wesentlich nur durch den Aufbau der Hochspannungselektrode (Isolation) bedingt und bereits in Angriff genommen.

Sewig.

Das Thermoelement Tellur-Wismut und seine praktischen Anwendungen.

Von M. A. Lewitsky und M. A. Lukomsky. *Physikal. Zeitschr.* **30.** *S. 203—205. 1929.*

Tellur und Wismut stellen die äußersten Glieder der bis jetzt bekannten Reihe für die Thermokräfte zwischen Elementen dar. Verf. berichten über einige Vorarbeiten zur Schaffung eines für physikalische Messungen geeigneten Tellur-Wismut-Thermoelementes. Für die spezifische Leitfähigkeit und ihren Temperaturkoeffizienten ließen sich nach Schmelzung des käuflichen Tellurs (Kahlbaum) einigermaßen reproduzierbare Werte erreichen, besonders wenn die eingeschmolzenen Zuleitungen aus Konstantandraht gewählt wurden. Eine für technische Messungen gedachte Ausführungsform des TeBi-Termoelements hat den — anscheinend aber einzigen — Vorteil hoher Empfindlichkeit, die etwa viermal so groß ist, als die des Elementes Eisen-Konstantan. Über die Temperaturabhängigkeit und Konstanz der Thermo-EMK des neuen Elementes liegen keinerlei genauere Messungen vor. Deshalb ist auch der Schluß der Verf. aus der Beobachtung, daß die theoretische Kurve des Temperaturabfalles infolge der Wärmeleitung durch Messung mit dem Te-Bi-Element besser als mit dem Fe-Konstantan-Element angenähert wird, auf die bessere Qualität des ersteren durchaus nicht überzeugend. Mit einer zweiten, für Strahlungsmessungen gebauten Ausführungsform sind Eichversuche mit der Hefnerlampe und Intensitätsmessungen der Wasserstofflinien $H\alpha$:$H\beta$ ausgeführt. Es erscheint dem Ref. zweifelhaft, ob das Bi-Te Thermoelement auf Grund der bis jetzt vorliegenden Erfahrungen für Präzisionsmessungen geeignet ist. *Sewig.*

Über die Verwendung von Selenzellen zur Registrierung des Potentialabfalls von Quadrantelektrometern.

Von J. Scholz. *Physikal. Zeitschr.* **29.** *S. 702—705. 1928.*

Verf. hat sich die Aufgabe gestellt, die Aufladezeit (bzw. Abklingzeit) eines Quadrantelektrometers automatisch zu registrieren und dasselbe nach Ablauf dieser Zeit automatisch zu erden (bzw. aufzuladen).

Er benutzt dazu zwei Selenzellen in einer Brückenschaltung, in welcher noch ein auf Belichtung der einen oder anderen Zelle in einem oder anderem Sinne ansprechendes polarisiertes Relais liegt. Die Zellen werden durch einen vom Elektrometerspiegel reflektierten Lichtstrahl beleuchtet; die eine ist so angebracht, daß sie bei der Nullspannung der Nadel beleuchtet wird, die andere, sobald die Nadel auf ein bestimmtes Potential aufgeladen ist. Erdung und Potentialanlegen wird durch ein Relais besorgt, welches zugleich mit einem Chronographen von dem polarisierten Relais betätigt wird. *Sewig.*

Ein empfindlicher Temperaturregler.

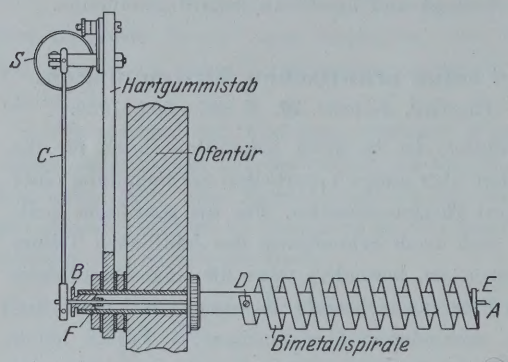
(A sensitive thermo-regulator.)

Von D. H. Black. *Journ. of scient. Instr.* **5.** *S. 376—377. 1928.*

Verfasser beschreibt einen neuen mechanisch-elektrisch wirkenden Temperaturregler für elektrisch geheizte Luftöfen, der durch seinen einfachen Bau besticht und wegen seiner Leistung Beachtung verdient. An Hand der beigegebenen Abbildung ist der Bau und die Wirkungsweise des Gerätes leicht zu übersehen.

Als empfindliches, die Regelung bewirkendes Organ wird der vielfach schon für den gleichen Zweck verwendete Bimetallstreifen benutzt. Der an einem Ende befestigte, zu einer vielwindigen Spirale gewickelte Bimetallstreifen erfährt bei Erwärmung eine Verdrehung, die über die Stahlspindel A, die mit der Spirale durch das Befestigungsstück E verbunden ist, eine Verstellung des Kontaktarmes C — aus Aluminium — bedingt. Wird im Ofen die gewünschte Temperatur erreicht, legt sich der Kontaktarm an die einstellbare Kontaktschraube S an und schließt einen

Stromkreis, der ein Relais steuert, das seinerseits den Heizstrom ganz oder teilweise unterbricht. Die Grobeinstellung wird durch entsprechende Klemmung des Kontaktarmes auf der Spindel vorgenommen, die Feineinstellung durch Einstellung der Schraube *S*. Das Regelorgan, die Spirale, wird gehalten durch ein Messingrohr, an dem es durch die Schraube *D* befestigt ist. Dieses Rohr ist beiderseits durch Verschraubungsstücke *B*, die zur Lagerung der Spindel *A* geschliffene Bohrungen aufweisen, verschlossen. Warm auf die Spindel aufgezogene Messingringe *F* gewährleisten zuverlässige Lagerung der ersteren. Auf das eine Rohrende ist ein langes Gewinde geschnitten; dadurch wird es möglich mit Hilfe einer einzigen Verschraubung das Gerät an der Ofentür bzw. Ofenwand zu befestigen. Ähnlich wird ein Hartgummistab, an dem die Kontaktschraube *S* angebracht ist, durch einfache Verschraubung festgehalten. Als Bimetallstreifen hat sich ein von der British Thomson-Houston Co. käuflich bezogener von ca. 6 mm Breite und 0,6 mm Dicke als brauchbar erwiesen, der bei einer Länge von ca. 750 mm in eine Spirale von 25 mm Durchmesser gewickelt wurde. Besondere Vorkehrungen gewährleisten saubere und zuverlässige Funktion. Die Empfindlichkeit des Gerätes wird dadurch gekennzeichnet, daß das Kontaktarmende für 1 Grad Cels. eine Verstellung von ca. 10 mm erfährt, so daß sich die Temperatur im Ofen auf 0,1 Grad C mit Leichtigkeit konstant halten läßt, bei entsprechender Sorgfalt sogar bis auf 0,04 Grad C.



W. Keil.

Bücherbesprechungen.

K. Graff, Grundriß der Astrophysik. 8°. VIII u. 751 S. m. 6 Lichtdruck-Tafeln und 468 Textabbildungen. Leipzig 1928, B. G. Teubner. Preis 42,60 RM., geb. 45,— RM.

Das Werk ist bestimmt, an die Stelle von Scheiners „Populärer Astrophysik" zu treten, von der Herr Graff nach Scheiners Tod bereits die zweite und dritte, schon wesentlich umgestaltete Auflage besorgt hat. Die raschen Fortschritte der Astrophysik, auch in den fünf Jahren seit Erscheinen der dritten Auflage, veranlaßten den Verf., das Werk vollständig umzuarbeiten, so daß es in seiner jetzigen Gestalt mit dem Scheinerschen Werk nicht mehr viel gemein hat.

Bei aller strengen Wissenschaftlichkeit ist das Buch flüssig und leicht verständlich geschrieben, mathematische Ableitungen kommen nicht vor, würden das Buch auch viel zu umfangreich gemacht haben. Wohl aber ist in den Fußnoten auf die Spezialliteratur hingewiesen.

Das Werk zerfällt in drei Teile, deren erster von den wissenschaftlichen Grundlagen der astrophysikalischen Forschung, deren zweiter von den Himmelskörpern des Sonnensystems und deren dritter von den Fixsternen, Nebeln und Sternhaufen handelt.

Der erste Teil zerfällt wieder in die vier Abschnitte: Physikalische Grundbegriffe, Himmelsphotographie, Spektralanalyse und Photometrie.

Im ersten Abschnitt werden, wenn auch nur kurz, der Reihe nach besprochen die Äthertheorie des Lichts, die Wärmestrahlung, die Hauptsätze der mechanischen Wärmetheorie, die kinetische Gastheorie, der Strahlungsdruck, der Aufbau der Materie, das periodische System der Elemente, die hauptsächlichsten Gesetze der Optik und die einfachsten optischen Apparate, während die den verschiedenen Spezialaufgaben dienenden Instrumente später, bei Behandlung dieser Aufgaben, betrachtet werden.

Die Himmelsphotographie spielt in der Astrophysik bekanntlich eine noch größere Rolle als in der Astrometrie. Daß ein kleines photographisches Fernrohr unter Umständen einem großen Refraktor vorzuziehen ist, macht Verf. an folgendem Beispiel klar:

„Ein Nebelfleck, in dessen Innern sich ein Stern befindet, sei einmal mit einer Porträtlinse von 10 cm Öffnung und 50 cm Brennweite, das andere Mal mit einem großen Refraktor von 100 cm

Öffnung und 20 m Brennweite aufgenommen. Die beiden Öffnungen verhalten sich wie 1 : 10, die Helligkeit der Sternbildchen also wie 1 : 100. Für die Nebelabbildung ist aber nur das Öffnungsverhältnis maßgebend, die Helligkeiten verhalten sich hier wie $\frac{1}{5}$ zu $\frac{1}{20}$, d. h. wie 4 : 1. Im ersten Fall erhält man also einen hellen Nebel mit schwachem Stern, im anderen dagegen einen hellen Stern mit schwachem Nebel, falls dieser überhaupt zum Vorschein kommt."

Der Abschnitt über Spektralanalyse läßt ersehen, wie die Theorie, um die durch das Experiment bekanntgewordenen, immer komplizierteren Erscheinungen zu erklären, auch selbst immer komplizierter werden mußte. Während man früher glaubte, das Spektrum eines glühenden Grundstoffes sei stets das gleiche, weiß man jetzt, daß es je nach den Bedingungen der Leuchterregung sehr verschieden aussehen kann, so daß bisweilen gar keine Ähnlichkeit mehr zu erkennen ist.

Fast im Gegensatz zu dieser Zunahme der Unsicherheit haben, wie im Abschnitt über Photometrie näher ausgeführt, die Plancksche Gleichung, das Stefan-Boltzmannsche Gesetz und das Wiensche Verschiebungsgesetz der Photometrie eine feste Grundlage geliefert, von der aus astronomische Fragen von höchstem Interesse, wie die Bestimmung der Temperatur der Sonne und der Sterne, zur Lösung gebracht werden können.

Bei Anführung der verschiedenen Sonnentheorien sagt Verf., der für die Schmidtsche Theorie charakteristische Gedanke, daß die Begrenzung der Photosphäre in Wirklichkeit nicht existiere, sondern infolge der Refraktion scheinbar zustande komme, sei schon bei E. Kummer zu finden. Das ist jedoch insofern nicht ganz richtig, als Kummer wohl die zirkulare Refraktion und die Erscheinungen, die für einen auf dem Himmelskörper befindlichen Beobachter dadurch bedingt sind, behandelt, nicht aber auch die Konsequenz zieht, daß bei einem großen glühenden Gasball für einen außenstehenden Beobachter infolge der Sphärenvergrößerung das Bild einer inneren Kugelfläche mit dem einer äußeren zusammenfallen und infolgedessen an dieser Stelle eine plötzliche Helligkeitsänderung im Bilde des Gasballes zustande kommen muß.

Nicht so beweiskräftig, wie Verf. meint, sind für die äußerst geringe Dichtigkeit der Sonnenkorona die Durchgänge der Kometen 1843 I, 1880 I, 1882 II und 1887 I durch dieselbe, da die beiden ersten und der letzte Komet erst nach ihrem Periheldurchgang entdeckt wurden, vom Kometen 1882 II aber nur einige spärliche Beobachtungen aus der Zeit vor seinem Periheldurchgang vorliegen.

Der von den Fixsternen, Nebeln und Sternhaufen handelnde dritte Teil des Werkes bietet besonderes Interesse wegen der vielen darin zur Sprache kommenden, ganz der Neuzeit angehörenden, höchst bemerkenswerten Forschungsergebnisse. Daß die heutigen, noch so geistreichen Theorien immer das Richtige getroffen hätten, wird gewiß niemand behaupten. Ob beispielsweise durch Pulsationen der Sternmasse die regelmäßigen Helligkeitsschwankungen der veränderlichen Sterne vom Typus δ Cephei erklärt werden können, der Sterne, die ihre größte Helligkeit besitzen, während sie, wie man annimmt, sich aufblähen, dagegen ihre geringste Helligkeit, während sie sich wieder zusammenziehen? Ob wirklich dem Begleiter des Sirius die uns ganz phantastisch erscheinende Dichte gleich der 30000fachen des Wassers zukommt? Verdanken die Nebelflecke ihr Licht wirklich nur benachbarten Sternen? Findet tatsächlich keine Absorption des Lichtes im leeren Raum statt, da die Cepheïden eines mehrere Hunderttausend Lichtjahre entfernten Sternhaufens keine zeitliche Verschiebung ihrer Helligkeitskurve für die verschiedenen Wellenlängen zeigen? So reiht sich Frage an Frage, und jede findet ihre dem heutigen Stand der Wissenschaft entsprechende Beantwortung.

Das Werk wird als eine Zusammenfassung unseres astrophysikalischen Wissens nicht nur den Astronomen und Physikern, sondern wegen der darin auch besprochenen, den astrophysikalischen Arbeiten dienenden Apparate auch Optikern und Mechanikern sehr willkommen sein.

O. Knopf.

G. Jüttner. Über die bei optischen Distanzmessungen mittels Bosshardt-Zeiss auftretenden Fehler, unter besonderer Berücksichtigung der Refraktion. Diss. Techn. Hochsch. Breslau 1928

Der wichtigste Teil der Arbeit bezieht sich auf die Untersuchung des Einflusses von Temperaturschwankungen auf die mit horizontaler Latte ausgeführte Streckenmessung mit dem

„Reduktionstachymeter Bosshardt-Zeiss“[1]). Es werden dabei Temperaturschwankungen behandelt, die unmittelbar auf das Instrument wirken, und solche, die zwischen den Endpunkten der zu messenden Strecken, also zwischen Instrument und Latte wirksam sind. Die Messungen wurden bei ziemlich gleich bleibender Witterung in einer geschlossenen Halle ausgeführt. Die Temperaturschwankungen wurden künstlich mit Hilfe von elektrischen Wärmepatronen mit je 400 Watt Leistung hervorgerufen. Bei einer starken Erwärmung des Instruments von $+4^0$ bis $+46^0$ zeigte es sich, daß Temperaturschwankungen am Instrument ohne feststellbaren Einfluß auf das Messungsergebnis sind. Eine starke Erwärmung der Latte ergab — wie zu erwarten — nachweisbare Fehler bei der Entfernung; es wird deshalb empfohlen, die Lattenteilung auf einem Invarband anzugeben.

Um den Einfluß von örtlich begrenzten Temperaturschwankungen in Punkten der zu messenden Strecke bestimmen zu können, wurden für mehrere Strecken zwischen 10 und 50 m Länge bei verschiedener Stellung der Heizkörper in der Geraden die mittleren Ablesefehler und außerdem die Veränderungen bei den Messungsergebnissen bestimmt; dabei zeigte es sich, daß der mittlere Ablesefehler ungefähr proportional dem Abstand zwischen Heizkörper und Latte zunimmt. Eine besondere, für eine 50 m lange Strecke durchgeführte Untersuchung ergab, daß bei einer seitlichen Verschiebung des Heizkörpers von 1 m aus der Geraden der Ablesefehler nicht mehr verändert wird. Zur Bestimmung der Veränderungen der gemessenen Längen wurde jede Strecke zunächst ohne eingeschalteten Heizkörper und sodann mit verschiedenfach aufgestelltem Heizkörper gemessen; dabei zeigte es sich, daß durch die Einwirkung des Heizkörpers eine Vergrößerung des Messungsergebnisses hervorgerufen wird.

Eine praktisch durchgeführte Untersuchung der Reduktionsvorrichtung des Instrumentes ließ erkennen, daß diese Vorrichtung bei dem benutzten Instrument nicht ganz einwandfrei arbeitet.

Eine Untersuchung der Vorrichtung der Latte zum Einstellen der Latte senkrecht zu der zu messenden Strecke ergab, daß diese Vorrichtung in ihrer seitherigen Form ihren Zweck nicht genügend genau erfüllt.

Auf Grund seiner — offenbar sehr umfangreichen — Erfahrung mit dem Instrument kommt der Verfasser zu dem Urteil, daß es nach Beseitigung der besagten Mängel möglich sein wird, mit dem Instrument mit größerer Genauigkeit zu arbeiten, als dies bei unmittelbarer Messung mit Meßband oder Meßlatte möglich ist. Wenn auch diese Behauptung nur beschränkt gültig sein wird, so kann man doch feststellen, daß durch die eingehenden Untersuchungen des Verfassers die Brauchbarkeit des „Reduktionstachymeters Bosshardt-Zeiss“ erneut bewiesen worden ist. *P. W.*

R. T. Gunther, *Historic Instruments for the Advancement of Science. A Handbook to the Oxford Collections prepared for the opening of the Lewis Evans Collection on May 5, 1925.* Oxford 1925. 90 S.

Das berühmte Museum Ashmoleanum, zu dem im Jahre 1679 der Grund gelegt wurde, ist in neuerer Zeit wesentlich erweitert worden und ist ihm eine historische Abteilung für astronomische, mathematische und physikalische Instrumente angegliedert worden. In ihr sind einige bereits bestehende Spezialsammlungen von Einzelpersonen mit solchen von verschiedenen Colleges usw. vereinigt. In Betracht kommen vor allem große Sammlungen von Astrolabien und Sonnenuhren, Planetarien, die nicht nur den jährlichen, sondern auch den täglichen Lauf der Gestirne anzeigen, Vermessungsinstrumente, Kompasse, optische Instrumente und eine Sammlung der Materia medica.

Gunther hat von dieser Fülle von Instrumenten einen ausgezeichneten Katalog, einen Catalogue raisonné, verfaßt. Er führt in ihm nicht nur die einzelnen Stücke und Sammlungen, in denen sie sich fanden, und die früheren Besitzer, soweit sie sich feststellen ließen, auf, sondern er beschreibt sie auch und gibt, was sehr wesentlich ist, ihre Hersteller und die Zeit von ihrer Anfertigung an.

Interessant ist die knappe Darstellung der Geschichte der Astrolabe in England und die Rolle, die dabei Chaucer gespielt hat. *W.*

[1]) Vgl. *Diese Zeitschr.* **48.** *S. 93. 1928;* **49.** *S. 64 — 71. 1929.*

Nachdruck verboten.

Verantwortlich für die Redaktion: Oberregierungsrat Professor Dr. F. Göpel in Charlottenburg.
Verlag von Julius Springer in Berlin W. — Druck von Oscar Brandstetter in Leipzig.

Zeitschrift für Instrumentenkunde.

Kuratorium:

Prof. Dr. **E. Kohlschütter** in Potsdam, Vorsitzender, Prof. Dr. **R. Straubel** in Jena, Prof. Dr. **F. Weidert** in Berlin-Zehlendorf, geschäftsführendes Mitglied.

Schriftleitung: Oberregierungsrat Prof. Dr. **F. Göpel** in Charlottenburg-Berlin.

XLIX. Jahrgang. **Oktober 1929.** Zehntes Heft.

Verwendung des Planimeters zur Bestimmung mehrfacher Integrale und zur Integration partieller Differentialgleichungen.

Von

Dora Wehage in Berlin

(Fortsetzung und Schluß von S. 444.)

III. Verwendung des Planimeters zur Integration partieller Differentialgleichungen.

Differentialgleichungen 1. Ordnung lassen sich bekanntlich[1]) auf Grund eines Approximations-Verfahrens durch fortgesetzte Quadraturen graphisch lösen. Auch auf lineare partielle Differentialgleichungen 2. Ordnung vom hyperbolischen Typus:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x\,\partial y} + a\frac{\partial u}{\partial x} + b\frac{\partial u}{\partial y} + cu = 0 \qquad 1)$$

ist ein Verfahren der aufeinanderfolgenden Näherungen anwendbar; hierbei erhält man als allgemeine Lösung:

$$u = u_1 + (u_2 - u_1) + (u_3 - u_2) + \ldots,$$

worin

$$u_n = u_1 + \int\int u_{n-1}\,dx\,dy$$

zu setzen ist und u_1 die Lösung der homogenen Gleichung $\frac{\partial^2 u}{\partial x\,\partial y} = 0$ vorstellt, welche den gegebenen Grenzbedingungen genügt[2]). Ist die Gleichung von der Form:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x\,\partial y} + f(u) = 0, \qquad 2)$$

so lassen sich die Doppelintegrale der unendlichen Reihe mit dem Planimeter bestimmen, und man kann auch diese Gleichung graphisch auswerten, indem man fortgesetzt nach der Methode $\mathrm{I\,B_1}$ verfährt. Genügend schnelle Konvergenz der Reihe muß freilich vorausgesetzt werden, wenn das Verfahren mit einer hinreichend kleinen Zahl von Planimetrierungen zum Ziele führen soll.

Was die Grenzbedingungen bei einer Differentialgleichung 2. Ordnung betrifft, so genügt es im allgemeinen nicht, wenn nur die Funktion u längs einer gegebenen Raumkurve definiert ist; denn ihre ersten Ableitungen (und damit alle höheren) sind durch die längs der Kurve geltende Beziehung $du = \frac{\partial u}{\partial x}dx + \frac{\partial u}{\partial y}dy$ und die vorgelegte Differentialgleichung 2. Ordnung noch nicht bestimmt. Die Integration der hyperbolischen Differentialgleichungen ($b^2 - ac < 0$) bei Kenntnis von u und $\frac{\partial u}{\partial n}$ (= Ableitung in Richtung der Normalen) längs eines Kurvenstückes BC, das von keiner der Charakteristiken (den Parallelen zu den Achsen) zweimal geschnitten wird, ist als

[1]) Vgl. z. B. C. Runge, Graphische Methoden 1915. S. 116 ff.

[2]) Vgl. z. B. A. Sommerfeld, Encyklopädie d. Math. Wissensch. II A 7 c. S. 530.

„Problem 1. Art“ bekannt. Dieses Problem ist nur dann eindeutig lösbar, wenn BC selbst keine Charakteristik ist, da sonst unzählig viele Integralflächen hindurchgehen. Besteht dagegen die gegebene Kurve BC aus zwei Seiten eines Charakteristikenrechtecks, so braucht bei diesem „Problem 2. Art“ nur u gegeben zu sein, da für die eine Charakteristik $dx = 0$, für die andere $dy = 0$ gilt und die ersten Ableitungen von u also festgelegt sind. Hier möge eine Zusammenstellung [1]) der Fälle Platz finden, in denen BC aus zwei Bogen AB und AC besteht, längs denen die Tangente konstanten Richtungssinn hat, während die Kurventangente durch A eine Charakteristik oder unbestimmt ist. Legt man durch A das Charakteristikenkreuz, so muß gegeben sein:

a) wenn AB und AC im gleichen Quadranten des Kreuzes liegen: nur u für beide Bogen [2]);

b) wenn AB und AC in benachbarten Quadranten liegen: u und $\frac{\partial u}{\partial n}$ für 1 Bogen, nur u für den anderen [3]) oder:

b′) nur u für 1 Bogen und 1 Seite des Charakteristikenrechtecks, die ihn unter spitzem Winkel schneidet [4]);

c) wenn AB und AC in entgegengesetzten Quadranten liegen: u und $\frac{\partial u}{\partial n}$ für beide Bogen oder:

c′) nur u für zwei aneinanderstoßende Seiten des Rechtecks [5]).

Bei all diesen Problemen wird vorausgesetzt, daß die gegebenen Funktionen endlich und stetig sind und im Punkte A stetig ineinander übergehen, sofern man überall eine stetige Lösung erhalten will; denn Unstetigkeiten des Randes pflanzen sich bei den hyperbolischen Differentialgleichungen längs der Charakteristiken ins Innere hinein fort.

Da es sich in den folgenden Beispielen vornehmlich um besondere Fälle der Probleme b′) und c′) handelt, soll für diese von vornherein der allgemeine Ausdruck für u aufgestellt werden:

b′) Die Randbedingungen seien:

$$\left.\begin{aligned} u &= f_1(\xi) \quad \text{für} \quad \eta = c \\ u &= f_2(\xi) \quad \text{für} \quad \eta = \xi \end{aligned}\right\} \; f_1(c) = f_2(c);$$

dann ist $u_1 = f_1(\xi) + f_2(\eta) - f_1(\eta)$; (vgl. Picard [4]).

c′) Die Randbedingungen seien:

$$\left.\begin{aligned} u &= f_1(\xi) \quad \text{für} \quad \eta = c_1 \\ u &= f_2(\eta) \quad \text{für} \quad \xi = c_2 \end{aligned}\right\} \; f_1(c_2) = f_2(c_1);$$

dann ist $u_1 = f_1(\xi) + f_2(\eta) - f_1(c_2)$.

1. Asymptotenlinien der Pseudosphären.

Als erstes Beispiel soll nun die Lösung der partiellen Differentialgleichung

$$\frac{\partial^2 \omega}{\partial u \, \partial v} = \sin \omega,$$

---

[1]) Vgl. Hadamard, *Bull. de la Soc. Mathém. de France 1900. S. 81 ff. und 1904. S. 242 ff.*

[2]) Goursat, *Comptes rendus 8. VI. 1903.*

[3]) Hadamard, *Bull. de la Soc. Mathem. de France 1900. S. 81 ff.*

[4]) Dieser Fall wurde behandelt von Picard in Note I zu Darboux, *Théorie des Surfaces* IV und von Goursat in *Leçons sur l'intégration des équations aux dérivées partielles* Bd. 2, S. 303 ff.

[5]) Vgl. Darboux, *Théorie des Surfaces* II. Nr. 359.

die in der Flächentheorie eine wichtige Rolle spielt[1]), mit dem Planimeter durchgeführt werden. Als Grenzbedingungen sollen $\omega = \varphi(u)$ für $v = 0$ und $\omega = \psi(v)$ für $u = 0$ gegeben sein. Die allgemeine Lösung der vorgelegten Gleichung nach dem Verfahren der sukzessiven Approximation ist[2]): $\omega = \omega_1 + (\omega_2 - \omega_1) + \ldots + (\omega_n - \omega_{n-1}) + \ldots$, wobei $\omega_1 = \varphi(u) + \psi(v)$, $\omega_n = \omega_1 + \int_0^u \int_0^v \sin \omega_{n-1}\, du\, dv = \omega_1 + Q_{n-1}$ zu setzen ist. Die graphische Lösung soll durchgeführt werden für den Fall, daß $\varphi(u) = u$ und $\psi(v) = v$, also $\omega_1 = u + v$ gilt.

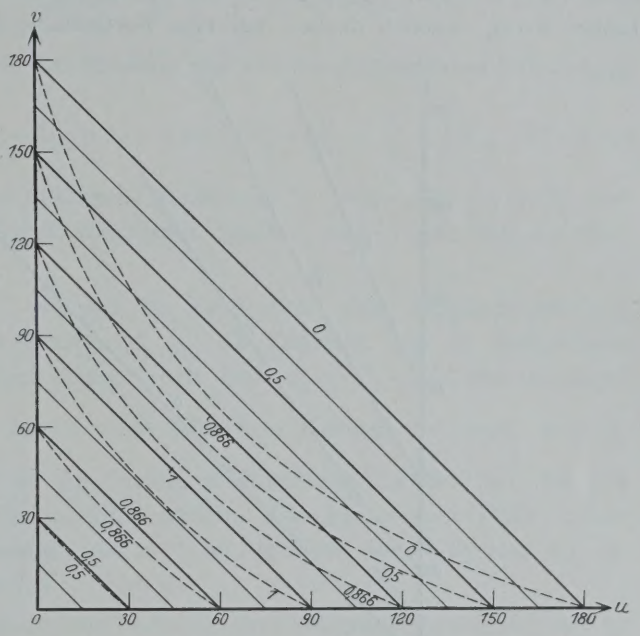


Abb. 18a. —— $\sin \omega_1 = \text{const.}$ – – – $\sin \omega_2 = \text{const.}$

Abb. 18a zeigt die Kurven $\sin \omega_1 = \sin(u + v) = \text{const.}$ als Schichtlinien im uv-System[3]); da diese Linien Gerade sind, die mit den Achsen Winkel von 45° einschließen, so lassen sich die Flächeninhalte der Querschnitte q (des durch das Doppelintegral Q_1 bestimmten Körpers) in jeder Höhe $\sin \omega_1 = \text{const.}$ ohne weiteres in qcm ablesen (Tafel 1, Anh. S. 493); Abb. 18b gibt q als Funktion von $\sin \omega_1$ für einige Punkte (u, v); durch Ausplanimetrierung findet man die Werte $Q_1 = \omega_2 - \omega_1$ für diese Punkte, aus denen nach Umrechnung in Grad und Addition (der in Grad gegebenen ω_1-Werte) die entsprechenden ω_2-Werte (Tafel 2) folgen[4]). Mit Hilfe

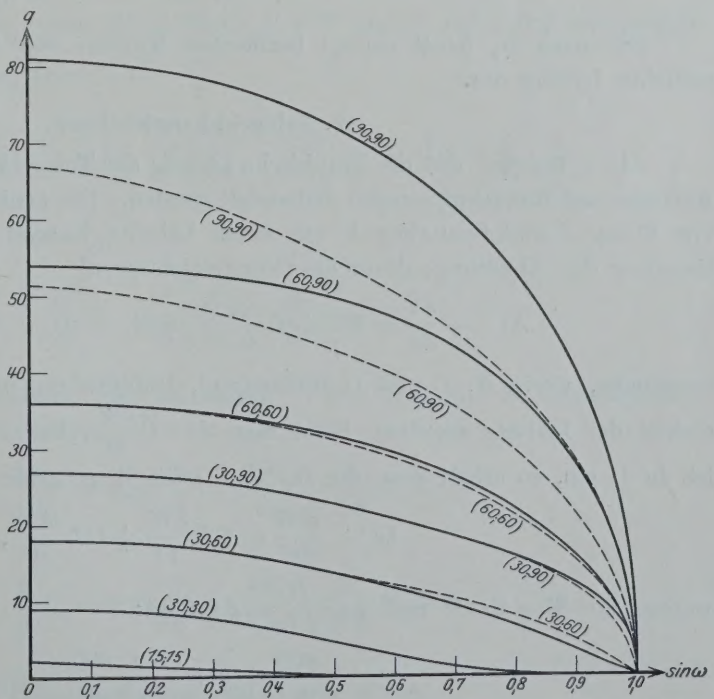


Abb. 18b. —— $q = f(\sin \omega_1)$, – – – $q = f(\sin \omega_2)$.

[1]) ω ist der Winkel der Asymptotenlinien einer pseudosphärischen Fläche; vgl. Bianchi, Vorlesungen über Differentialgeometrie, deutsch v. M. Lukat 2. Aufl. (Teubner), 1910. S. 29. Fußnote 1.

[2]) Vgl. Bianchi, a. a. O. S. 448ff.

[3]) Allgemein sind für $\omega = \varphi(u) + \psi(v)$ zunächst die Kurven $\sin[\varphi(u) + \psi(v)] = \text{const.}$ zu zeichnen.

[4]) Zur Prüfung der Genauigkeit des graphischen Verfahrens ist in der Fußnote zu Tafel 2 die Berechnung von ω_2 für zwei Wertepaare (u, v) durchgeführt.

von Abb. 18c ($v =$ const. im $\omega_2 u$-System) lassen sich nun (Tafel 3) auf Abb. 18a die Kurven $\sin \omega_2 =$ const. ziehen, welche, ausplanimetriert, die Flächeninhalte der Querschnitte in den Höhen $\sin \omega_2 =$ const. bestimmen; die gefundenen Werte, als Funktion von $\sin \omega_2$ in Abb. 18b eingetragen, liefern die Werte $Q_2 = \omega_3 - \omega_1$. Aus diesen wird, ebenso wie oben ω_2, jetzt ω_3 berechnet. Es wären dann mit Hilfe von Kurven $v =$ const. im $\omega_3 u$-System, in Abb. 18a die Kurven $\sin \omega_3 =$ const. einzuzeichnen, die sich aber im gewählten Bereich ($0 \leqq u \leqq \pi/2$, $0 \leqq v \leqq \pi/2$) bei den gewählten Maßstäben schon fast mit den Linien $\sin \omega_2 =$ const. decken und eine Fortsetzung des Verfahrens überflüssig machen.

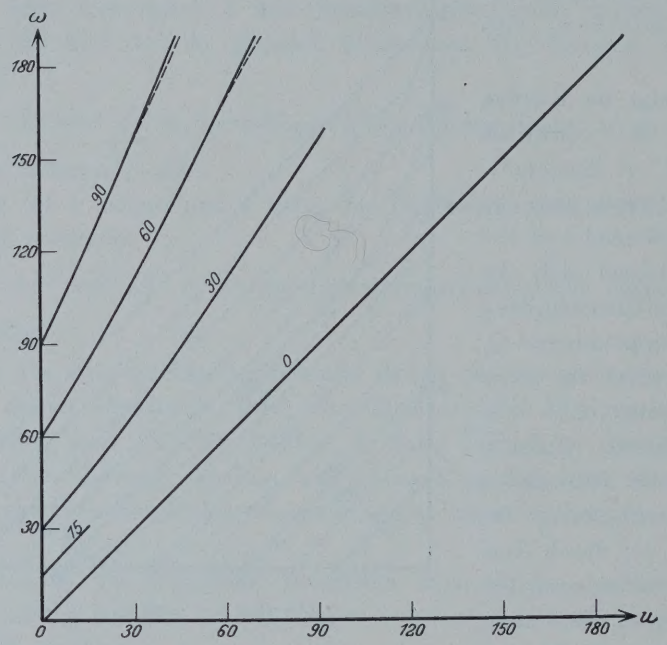


Abb. 18c. —— $\omega_2 = f(u)$, – · – · – $\omega_3 = f(u)$.

Die nach ω_2 (statt $\sin \omega_2$) bezifferten Kurven von Abb. 18a stellen somit die gesuchte Lösung dar.

2. Telegraphengleichung.

Als 2. Beispiel soll die graphische Lösung der Telegraphengleichung bei gegebenen Anfangs- und Randbedingungen behandelt werden. Die örtliche und zeitliche Verteilung von Strom J und Spannung V auf einer Leitung hängen bekanntlich (bei Vernachlässigung der Ableitung) durch die Grundgleichungen

$$1) \quad -\frac{\partial V}{\partial x} = RJ + L\frac{\partial J}{\partial t} \qquad \text{und} \qquad 2) \quad -\frac{\partial V}{\partial t} = \frac{1}{C}\frac{\partial J}{\partial x}$$

zusammen, worin R, L und C Widerstand, Induktivität und Kapazität der Längeneinheit der Leitung angeben. Setzt man $J = C\frac{\partial W}{\partial t}$, $V = -\frac{\partial W}{\partial x}$, was nach 2) möglich ist, in 1) ein, so erhält man die für J, V oder W geltende Gleichung:

$$\text{Ia)} \quad \frac{\partial^2 W}{\partial x^2} = CR\frac{\partial W}{\partial t} + CL\frac{\partial^2 W}{\partial t^2},$$

woraus für $W = Ue^{-\alpha t}$ und $\alpha = \frac{R}{2L} = \beta v$ folgt:

$$\text{Ib)} \quad \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \beta^2 U - \frac{1}{v^2}\frac{\partial^2 U}{\partial t^2} = 0;$$

hierin bedeuten $Z = \sqrt{\frac{L}{C}}$ den Wellenwiderstand und $\beta = \frac{R}{2Z}$ den Dämpfungsfaktor (für $R \ll \omega L$), $v = \frac{1}{\sqrt{LC}}$ die Wellengeschwindigkeit. Die Gleichung Ib) läßt sich durch die Substitutionen $\xi = x - vt$ und $\eta = x + vt$ auf die Form bringen:

$$\text{II)} \quad \frac{\partial^2 U}{\partial \xi \, \partial \eta} + \frac{\beta^2}{4} U = 0.$$

Die Lösung der Gleichung II) nach der Methode der aufeinanderfolgenden Näherungen gibt: $U = U_1 + (U_2 - U_1) + (U_3 - U_2) + \ldots$, wobei $U_n = U_1 - \frac{\beta^2}{4} \int_{\xi_0}^{\xi} \int_{\eta_0}^{\eta} U_{n-1} \, d\xi \, d\eta$ zu setzen ist, und führt analytisch auf Besselsche Funktionen [1]). Wenn $U_1 (= e^{+\alpha t} J_1$ oder $= e^{+\alpha t} V_1)$ durch Anfangs- und Randbedingungen gegeben ist, so läßt sich die Gleichung II. graphisch lösen:

Man zeichnet die Linien $U_1 = \text{const.}$ im $\xi\eta$-System; ihre Ausplanimetrierung ergibt Werte q_1, die für jedes Wertepaar (ξ_1, η_1) als Funktion von U_1 aufgetragen werden. Durch weitere Ausplanimetrierung erhält man $Q_1 = U_2 - U_1$ und berechnet daraus $U_2 = -\frac{\beta^2}{4} Q_1 + U_1$; nun werden (mit Hilfe von Kurven $\eta = \text{const.}$ im $U_2\xi$-System) die Kurven $U_2 = \text{const.}$ im $\xi\eta$-System eingezeichnet und so fort, bis sich die Kurven $U_n = \text{const.}$ nicht mehr merklich ändern. Die aus diesem Bilde zuletzt abgelesenen Werte $U_n = f(\xi, \eta)$ geben, mit $e^{-\alpha t}$ multipliziert, im xt-System die gewünschten Kurven $J = f_1(x, t)$ und $V = f_2(x, t)$.

Da es sich hier um die graphische Lösung der Telegraphengleichung in der Form II) $\frac{\partial^2 U}{\partial \xi \, \partial \eta} + \frac{\beta^2}{4} U = 0$ handelt, drücke ich die Grundgleichungen zunächst durch U, ξ und η aus und erhalte, wenn ich J durch $U_i e^{-\alpha t}$ und V durch den entsprechenden Ausdruck in U_v ersetze, wegen $\alpha L = \frac{R}{2}$:

$$1') \quad -\left[\frac{\partial U_v}{\partial \eta} + \frac{\partial U_v}{\partial \xi}\right] - \frac{R}{2} U_i - Z\left[\frac{\partial U_i}{\partial \eta} - \frac{\partial U_i}{\partial \xi}\right] = 0; \quad \left(Z = \sqrt{\frac{L}{C}}\right),$$

und wegen $C\alpha = \frac{R}{2Z^2}$ und $Cv = \frac{1}{Z}$:

$$2') \quad \left[\frac{\partial U_i}{\partial \eta} + \frac{\partial U_i}{\partial \xi}\right] - \frac{R}{2Z^2} U_v + \frac{1}{Z}\left[\frac{\partial U_v}{\partial \eta} - \frac{\partial U_v}{\partial \xi}\right] = 0.$$

Durch Addition bzw. Subtraktion der Gleichung 1') und der mit Z multiplizierten Gleichung 2'. folgen die Gleichungen:

$$\text{I)} \quad -\frac{R}{2} U_i + 2Z \frac{\partial U_i}{\partial \xi} - 2 \frac{\partial U_v}{\partial \xi} - \frac{R}{2Z} U_v = 0$$

und

$$\text{II)} \quad -\frac{R}{2} U_i - 2Z \frac{\partial U_i}{\partial \eta} - 2 \frac{\partial U_v}{\partial \eta} + \frac{R}{2Z} U_v = 0,$$

[1]) Vgl. z. B. F. Breisig, Theoretische Telegraphie. 1924. S. 322.

von denen die erste nur partielle Ableitungen nach ξ, die zweite nur solche nach η enthält; für die Geraden $\eta = \text{const.}$ läßt sich in I) $\frac{\partial U}{\partial \xi}$ durch $\frac{dU}{d\xi}$, für $\xi = \text{const.}$ in II) $\frac{\partial U}{\partial \eta}$ durch $\frac{dU}{d\eta}$ ersetzen, und man erhält durch Integration längs der Charakteristiken für $\eta = \text{const.}$:

$$\text{I A)} \quad U_i = +\frac{1}{Z}\{U_v + \beta e^{+\frac{\beta}{2}\xi} \int e^{-\frac{\beta}{2}\xi} U_v \, d\xi\}$$

$$\text{I B)} \quad U_v = +Z\{U_i - \beta e^{-\frac{\beta}{2}\xi} \int e^{+\frac{\beta}{2}\xi} U_i \, d\xi\}$$

und für $\xi = \text{const.}$:

$$\text{II A)} \quad U_i = -\frac{1}{Z}\{U_v - \beta e^{-\frac{\beta}{2}\eta} \int e^{+\frac{\beta}{2}\eta} U_v \, d\eta\}$$

$$\text{II B)} \quad U_v = -Z\{U_i + \beta e^{+\frac{\beta}{2}\eta} \int e^{-\frac{\beta}{2}\eta} U_i \, d\eta\}.$$

Diese Gleichungen sind von Wichtigkeit, wenn, wie dies häufig geschieht, durch die Grenzbedingungen teils J, teils V definiert wird.

Es handle sich z. B. um die Lösung der Telegraphengleichung für den Fall einer Leitung der Länge l, an deren Anfang von der Zeit $t = 0$ an eine Stromquelle angeschlossen ist, durch welche für $x = 0$ die Spannung als eine stetige Funktion $v(t)$ gegeben ist. Setzt man als bekannt voraus, daß $v = \frac{1}{\sqrt{LC}}$ die Wellengeschwindigkeit angibt, so ist es klar, daß $J = 0$ und $V = 0$ nicht nur für $t = 0$, sondern für alle $t \leqq \frac{x}{v}$ gilt; sonst läßt sich dies aus den Grundgleichungen leicht zeigen.

Um im Punkte $(x = 0,\ t = 0)$ einen stetigen Anschluß zu erhalten, setze ich $V(0) = 0$, d. h. ich nehme an, daß die Amplitude der angelegten Spannung im Augenblick der Einschaltung gerade gleich 0 ist.

1. Die Leitung sei am Ende durch eine ihrem Wellenwiderstand Z angepaßte Schaltung abgeschlossen, also theoretisch „unendlich lang“; die Grenzbedingungen sind dann folgende:

$$vt \leqq x \ (\text{für } 0 \leqq x < \infty)\colon\ V = 0 \qquad \text{und}$$

$$x = 0 \ (\text{für } 0 \leqq t < \infty)\colon\ V = V(t)$$

oder:

$$\xi \geqq 0 \ (\text{für } 0 \leqq \eta + \xi < \infty)\colon\ U_v = 0 \qquad \text{und}$$

$$\xi = -\eta \ (\text{für } 0 \leqq \eta < \infty)\colon\quad U_v = V\left(\frac{\eta}{v}\right) e^{\beta\eta},$$

also:

$$U_{v1} = V\left(\frac{-\xi}{v}\right) e^{-\beta\xi};$$

man hat jetzt nur nacheinander wie im ersten Beispiel

$$U_{v2} = U_{v1} - \frac{\beta^2}{4} \int_0^{\xi} \int_{-\xi}^{\eta} U_{v1} \, d\xi \, d\eta, \qquad U_{v3} = U_{v1} - \frac{\beta^2}{4} \int_0^{\xi} \int_{-\xi}^{\eta} U_{v2} \, d\xi \, d\eta$$

usw. auszuwerten, bis sich die Kurven $(U_{vn} = \text{const.})$ im $\xi\eta$-System nicht mehr merklich ändern; U_i ist für $\xi = 0$ und für $\eta = \text{const.}$ (nach I A) bestimmt.

2. Die Leitung sei am Ende offen, also $J_l = 0$. Die gegebenen Grenzbedingungen sind folgende:

a) $vt \leqq x$ (für $0 \leqq x \leqq l$): $J = 0$ und $V = 0$,
b) $x = 0$ (für $0 \leqq t < \infty$): $V = V(t)$,
c) $x = l$ (für $0 \leqq t < \infty$): $J = 0$

oder:

a') $\xi \geqq 0$ (für $0 \leqq \eta + \xi < 2l$): $U_i = 0$ und $U_v = 0$,
b') $\eta = -\xi$ (für $0 \leqq \eta < \infty$): $U_v = V\left(\frac{\eta}{v}\right) e^{\beta\eta}$,
c') $\eta = 2l - \xi$ (für $0 \leqq \eta < \infty$): $U_i = 0$.

Den zu betrachtenden unendlich langen Streifen zerlege man durch Charakteristiken in Teilgebiete (s. Abb. 19), wie dies z. B. Hadamard[1]) tut; während in der genannten Arbeit aber für die unbekannte Funktion u längs $t = 0$ $(0 \leqq x \leqq l)$ die Werte von u und $\frac{\partial u}{\partial n}\left(= \frac{\partial u}{\partial t}\right)$, längs der Geraden $x = 0$ und $x = l$ die Werte von u als gegeben vorausgesetzt werden, sind bei vorliegendem Problem längs $t = 0$ $(0 \leqq x \leqq l)$ nur die Werte von J und V, längs $x = 0$ nur die Werte von V, längs $x = l$ nur J bekannt; doch läßt sich zeigen, daß unter Berücksichtigung der Grundgleichungen und der daraus abgeleiteten Beziehungen durch die Bedingungen a') bis c') J und V auch für den ganzen Streifen (und sogar darüber hinaus) bestimmt sind.

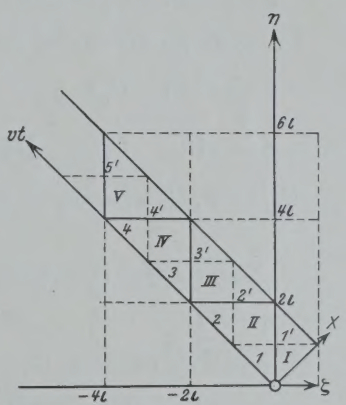


Abb. 19.

Nach der Anfangsbedingung a') kennt man nämlich, längs $\xi = 0$, $U_i = 0$ und $U_v = 0$. Da ferner längs $\eta = -\xi$ nach b') U_v durch eine stetige Funktion gegeben ist, kann man die Bereiche $(1 + \text{II} + 2)$ zusammenfassen, ebenso danach die Bereiche $(2' + \text{III} + 3')$ und so fort. In diesen großen Gebieten sind jedesmal U_v und U_i auf einer Seite des Charakteristikenrechtecks durch die Lösung des vorangehenden Gebietes bestimmt; eine der beiden Größen ist außerdem auf einer der Geraden $\eta = -\xi$ oder $\eta = 2l - \xi$ nach Bedingung b') oder c') gegeben und damit im ganzen Bereiche definiert (Problem b', S. 478). Mit Hilfe der Grundgleichungen läßt sich die andere Größe U_i oder U_v, die schon auf einer Rechteckseite bekannt ist, auch für die anstoßende Seite und damit für das ganze Gebiet bestimmen (Problem c'). Wie aus der Abbildung ersichtlich, sind durch die Bedingungen a') bis c') J und V nicht nur für den betrachteten Streifen definiert, sondern man kann darüber hinaus von einem zum andern Charakteristikenrechteck fortschreiten und Strom und Spannung im ganzen Gebiete $(-\infty < \xi \leqq +l,\ 0 \leqq \eta < +\infty)$ angeben. Formelmäßig erhält man folgendes:

Gebiet $(1 + \text{II} + 2)$.

$$\left.\begin{aligned} \xi = -\eta\colon\ U_v &= V\left(\frac{\eta}{v}\right) e^{\beta\eta} = f_2(\eta) \\ \xi = 0\colon\ \quad U_v &= 0 \qquad\qquad = f_1(\eta) \end{aligned}\right\} \quad f_2(0) = f_1(0) = 0$$

$$U_{v1} = F_1(\xi) = f_2(-\xi)$$

[1]) Hadamard, *Résolution d'un problème aux limites ...* (*Bull. de la Soc. Mathém. de France* 2. *S. 242 ff.*).

$$\left.\begin{aligned} &\xi = 0: \quad U_i = 0 = \varphi_1(\eta) \\ &\eta = 2l: \quad U_i = \frac{1}{Z}\{F_1(\xi) + \beta e^{+\frac{\beta}{2}\xi} \int e^{-\frac{\beta}{2}\xi} F_1(\xi)\, d\xi\} = \varphi_2(\xi) \end{aligned}\right\} \varphi_2(0) = \varphi_1(2l) = 0$$

$$U_{i1} = \Phi_1(\xi) = \varphi_2(\xi).$$

Gebiet $(2' + \mathrm{III} + 3')$.

$$\left.\begin{aligned} &\eta = 2l - \xi: \quad U_i = 0 = \varphi_3(2l - \xi) \\ &\eta = 2l: \quad U_i = \varphi_2(\xi) \end{aligned}\right\} \varphi_3(2l) = \varphi_2(0) = 0$$

$$U_{i1} = \Phi_2(\xi, \eta) = \varphi_2(\xi) - \varphi_2(2l - \eta).$$

$$\left.\begin{aligned} &\eta = (2l): \; U_v = f_2(-\xi) \\ &\xi = -2l: \; U_v = -Z\{\Phi_2(-2l, \eta) + \beta e^{+\frac{\beta}{2}\eta} \int e^{-\frac{\beta}{2}\eta} \Phi_2(-2l, \eta)\, d\eta\} = f_3(\eta) \end{aligned}\right\} \begin{matrix} f_3(2l) \\ = f_2(2l) \end{matrix}$$

$$U_{v1} = F_2(\xi, \eta) = f_2(-\xi) + f_3(\eta) - f_2(2l).$$

Gebiet $(3 + \mathrm{IV} + 4)$.

$$\left.\begin{aligned} &\xi = -\eta: \quad U_v = f_4(\eta) \\ &\xi = -2l: \quad U_v = f_3(\eta) \end{aligned}\right\} f_4(2l) = f_3(2l) = f_2(2l)$$

$$U_{v1} = F_3(\xi, \eta) = f_3(\eta) + f_4(-\xi) - f_3(-\xi).$$

$$\left.\begin{aligned} &\xi = -2l: \quad U_i = \varphi_2(-2l) - \varphi_2(2l - \eta) \\ &\eta = 4l: \quad U_i = \frac{1}{Z}\{F_3(\xi, 4l) + \beta e^{\frac{\beta}{2}\xi} \int e^{-\frac{\beta}{2}\xi} F_3(\xi, 4l)\, d\xi\} = \varphi_4(\xi) \end{aligned}\right\} \varphi_4(-2l) = 0$$

$$U_{i1} = \Phi_3(\xi, \eta) = \varphi_2(-2l) - \varphi_2(2l - \eta).$$

Gebiet $(4' + \mathrm{V} + 5')$.

$$\left.\begin{aligned} &\eta = 2l - \xi: \quad U_i = 0 = \varphi_5(\xi) \\ &\eta = 4l: \quad U_i = \varphi_4(\xi) \end{aligned}\right\} \varphi_5(-2l) = \varphi_4(-2l) = 0$$

$$U_{i1} = \Phi_4(\xi, \eta) = \varphi_4(\xi) - \varphi_4(2l - \eta).$$

$$\left.\begin{aligned} &\eta = 4l: \quad U_v = f_3(4l) + f_4(-\xi) - f_3(-\xi) \\ &\xi = -4l: \; U_v = -Z\{\Phi_4(-4l, \eta) + \beta e^{+\frac{\beta}{2}\eta} \int e^{-\frac{\beta}{2}\eta} \Phi_4(-4l, \eta)\, d\eta = f_5(\eta)\} \end{aligned}\right\} \begin{matrix} f_5(4l) \\ = f_4(4l \end{matrix}$$

$$U_{v1} = F_4(\xi, \eta) = f_3(4l) + f_4(-\xi) - f_3(-\xi) + f_5(\eta) - f_5(4l).$$

Im folgenden ist eine Aufgabe, die K. W. Wagner in seinem Buche „Elektro magnetische Ausgleichsvorgänge in Freileitungen und Kabeln“ [1]) S. 23 be handelt, nach dem soeben beschriebenen Verfahren durchgeführt.

Gegeben: $R = 0{,}333\ \Omega$/km; $L = 0{,}00221$ H/km; $C = 0{,}00503 \cdot 10^{-6}$ F/km $= 300$ km; $\omega = 2\pi \cdot 500 = 3140\ \mathrm{sec}^{-1}$.

Es folgt $v = \frac{1}{\sqrt{LC}} = 300000$ km/sec, d. h. $\frac{\omega}{v} = \frac{3140}{300000} \sim \frac{\pi}{l}$; $\beta = \frac{R}{2}\sqrt{\frac{C}{L}}$ (d $R \ll \omega L) = 2{,}5 \cdot 10^{-4}$ [2]).

Nach Bestimmung von U_{v1} nach obigen Formeln für die Gebiete $(1 + \mathrm{II} + 2$ $(2' + \mathrm{III} + 3')$, $(3 + \mathrm{IV} + 4)$ und $(4' + \mathrm{V} + 5')$ (vgl. Tafel 1 u. 2 Anh. S. 494 u. 49 Abb. 20a—d) wurden die Kurven $\eta = \text{const.}$ im $U_{v1}\xi$-System (und einige Hilf kurven $\xi = \text{const.}$ im $U_{v1}\eta$-System (Abb. 21a—c) gezeichnet, mit deren Hilfe d Schichtlinien $U_{v1} = \text{const.}$ im $\xi\eta$-Netz (Abb. 22) gewonnen wurden. Dann wurde für genügend viele Punkte (ξ_1, η_1) in den betrachteten Höhen $U_{v1} = \text{const.}$ d

[1]) Leipzig (Teubner) 1908

[2]) Druckfehler bei Wagner: $\gamma\,(= \beta) = 2{,}5 \cdot 10^{-3}$.

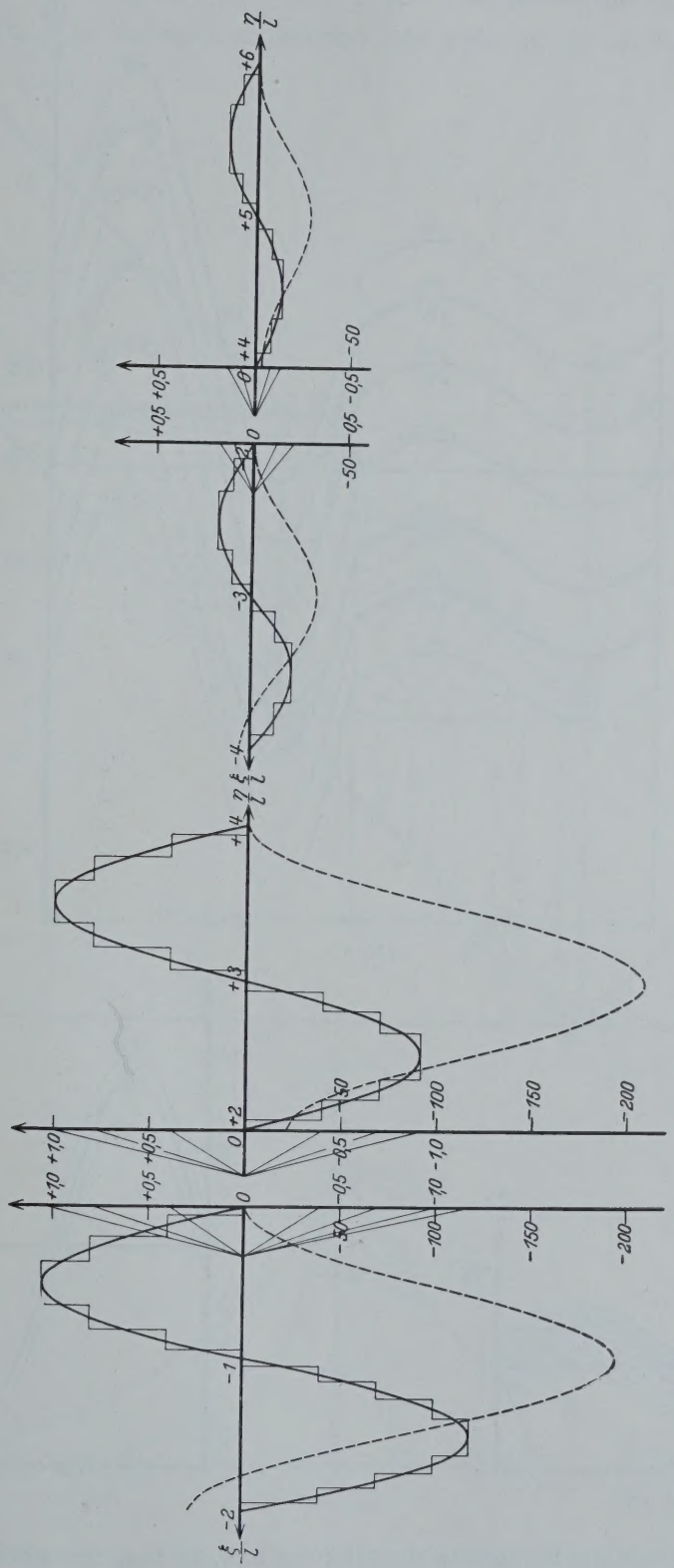


Abb 20.

Flächeninhalte q der Querschnitte bestimmt, die von den durch (ξ_1, η_1) gehenden

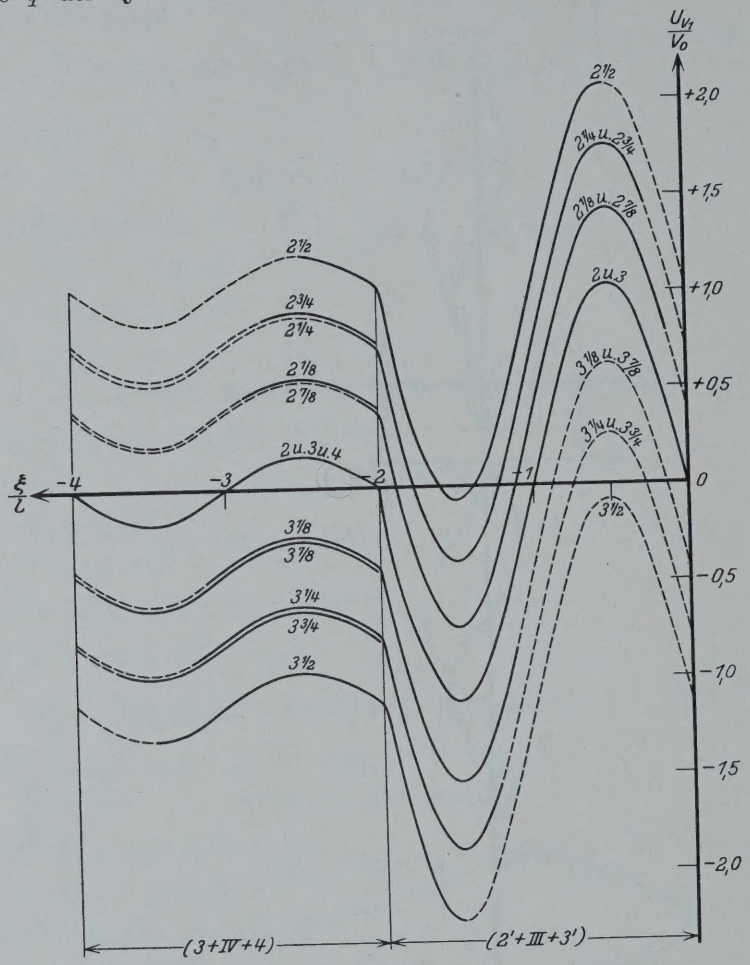


Abb. 21a.

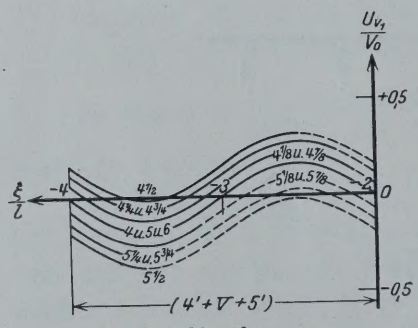


Abb. 21b.

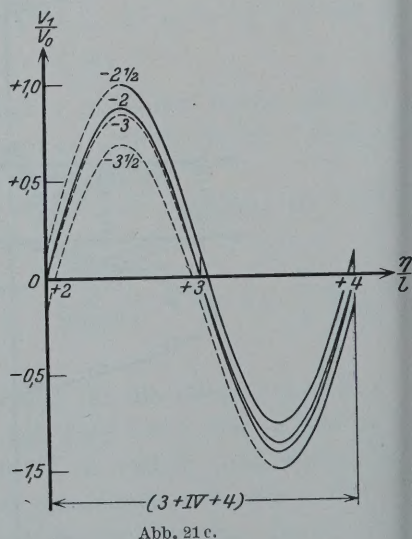


Abb. 21c.

Charakteristiken und der Berandung des Streifens Abb. 22 begrenzt werden (Tafel 2b und als $f(U_{v1})$ dargestellt (Abb. 23). Die Ausplanimetrierung dieser Kurven gab di

Werte Q_1 und nach Multiplikation mit $\frac{\beta^2}{4}$ und Subtraktion von U_{v1} die Größen U_{v2} (Tafel 2c). Da β in vorliegendem Beispiel sehr klein ist, so war bei dem gewählten

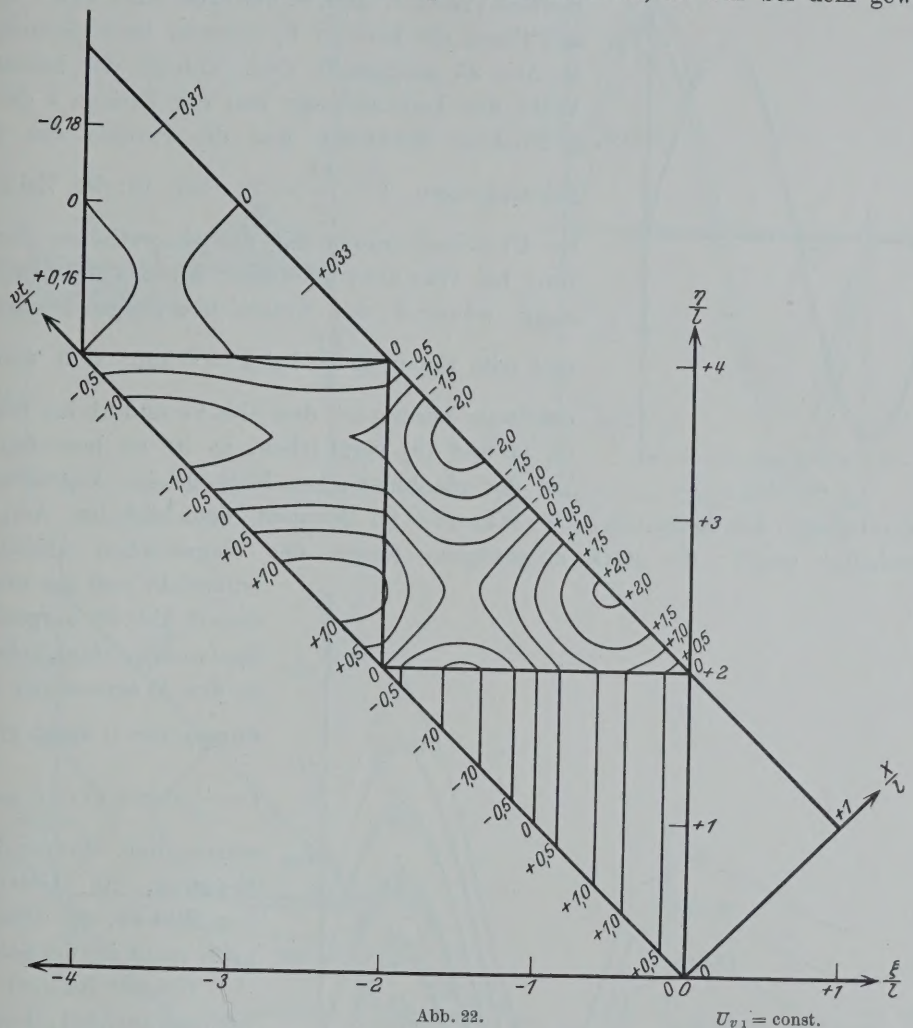


Abb. 22. $U_{v1} = \text{const.}$

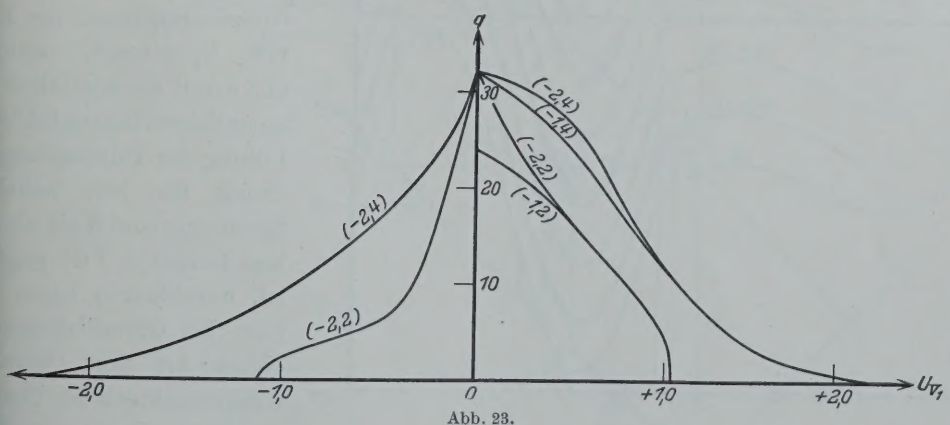


Abb. 23.

Maßstab die Differenz $Q_1 = U_{v2} - U_{v1}$ schon so gering, daß sich eine Verbesserung der Kurven $U_{v1} = \text{const.}$ und eine Fortsetzung des Verfahrens nicht lohnte. Durch

Multiplikation der Werte U_{v1} der Tafel 2a mit $e^{-\alpha t} = e^{-\beta\frac{\eta-\xi}{2}}$ erhält man die Kurven $\eta = \text{const.}$ im $V_1\xi$-System und $\xi = \text{const.}$ im $V_1\eta$-System (Tafel 3, Anh. S. 496 und Abb. 24a′—c) und aus ihnen die Kurven $V_1 = \text{const.}$ im xt-System, die in Abb. 25 dargestellt sind. Infolge der besonderen Wahl der Leitungslänge und der Periode τ der aufgedrückten Spannung war die Periode der freien Schwingungen $T = \frac{4l}{v} = 2\tau$, wie in der Zeichnung (in Übereinstimmung mit der theoretischen Betrachtung bei Wagner) erkennbar ist. Die höchste Spannung während des Ausgleichvorganges beträgt $2V_0$ und tritt für $vt = \frac{5l}{2}$ bei $x = l$ auf. Will man die erhaltene Lösung mit den Abb. 8a und 8b bei Wagner (S. 34 und 35) vergleichen, so ist zu beachten, daß bei der planimetrischen Methode im Augenblick des Nulldurchgangs der Spannung, bei Wagner im Moment der höchsten Amplitude eingeschaltet wurde; die stark ausgezogene Kurve der Wagnerschen Abbildungen entspricht also nur ungefähr dem in Abb. 25 dargestellten Spannungsverlauf, wobei man in den Wagnerschen Abbildungen $t = 0$ durch $vt = \frac{l}{2}$, $t = \frac{\tau}{4}$ durch $vt = l$ usw. ersetzen muß. Ferner ist bei Wagner, im Unterschied von Bild 25, die Dämpfung noch nicht berücksichtigt.

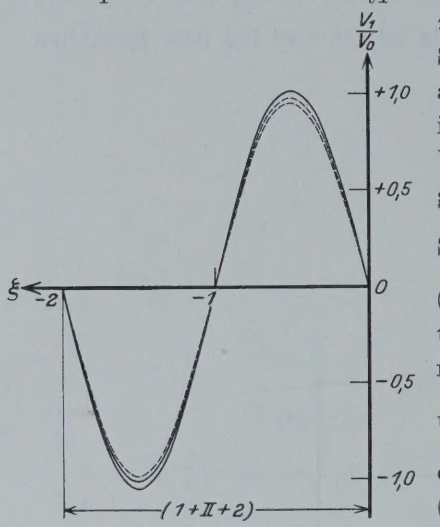


Abb. 24a′.

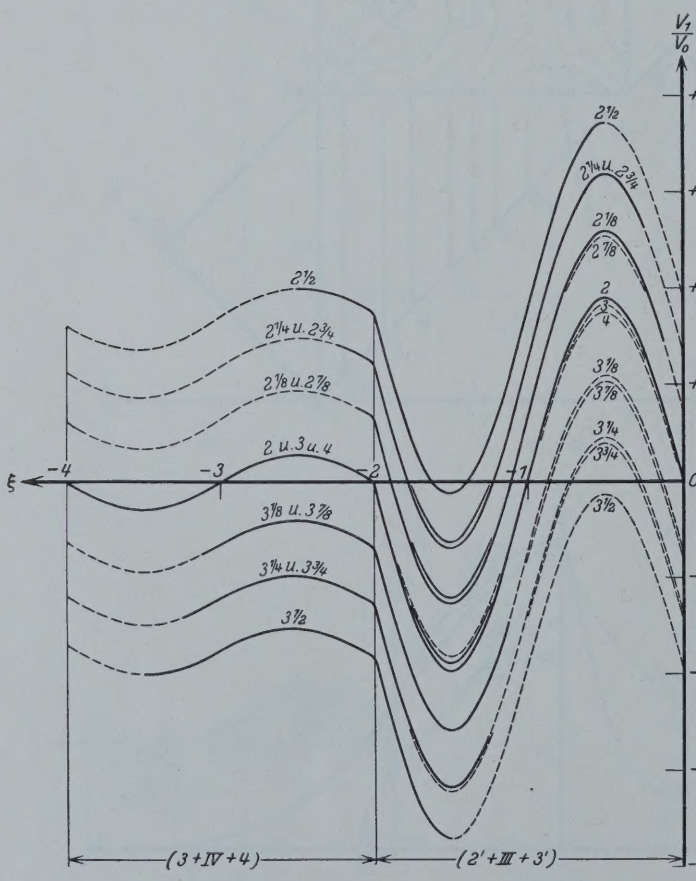


Abb. 24a.

Obiges Beispiel zeigt, wie man auch bei schwierigen Grenzbedingungen die Kurven $U_1 = \text{const.}$ zeichnen und damit die analytisch auf komplizierte Reihen führende Lösung der Telegraphengleichung für jede beliebige Spannung, soweit sie als stetige Funktion $V(t)$ gegeben ist, durchführen kann. Da man bei Grenzbedingungen obiger Art von Charakteristikenrechteck zu Charakteristikenrechteck fortschreiten muß, kommt bei solchen Bedingungen die planimetrische Methode nur für kleine Werte von vt in Betracht; da aber in der Praxis gerade die Einschwingvorgänge

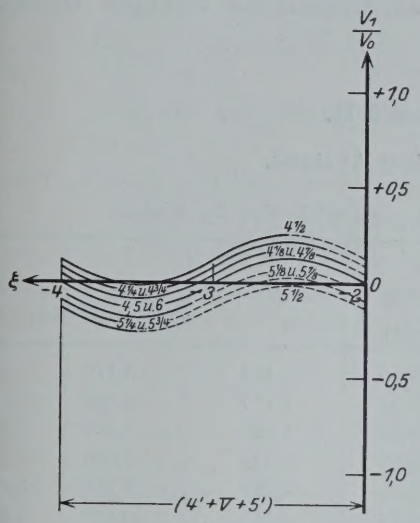


Abb. 24b.

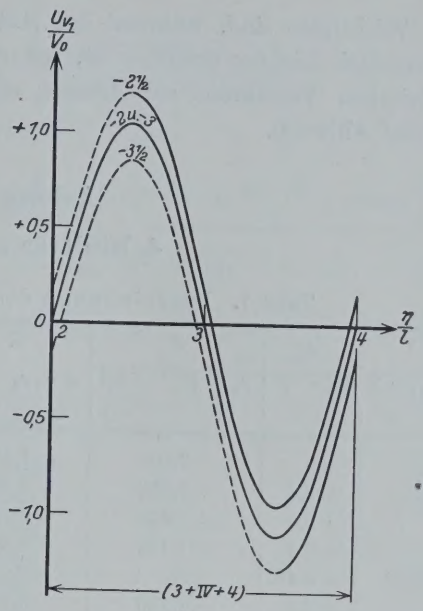


Abb. 24c

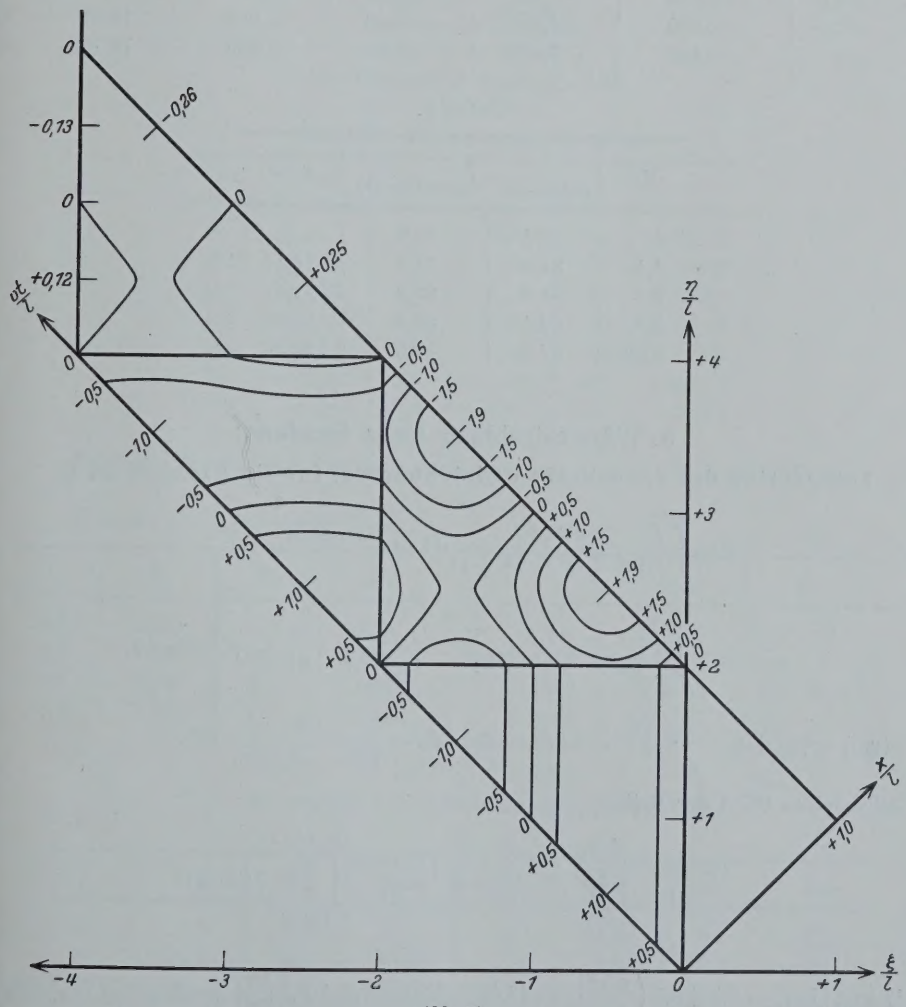


Abb. 25. $V_1 = \text{const.}$

das Wichtigste sind, während der stationäre Zustand meist weniger interessant und rechnerisch leichter erfaßbar ist, tut diese Einschränkung der Bedeutung des planimetrischen Verfahrens zur Lösung dieser für die Technik so wichtigen Gleichung keinen Abbruch.

Anhang zu Abschnitt II.

4. Mittlerer geometrischer Abstand.

Tafel 1. Umzeichnung des Kreises ($r_0 = 3{,}49$) in das $S\varphi$-System.

1 (x_1, y_1)	2 $x_2 = \xi$	3 $y_2 = \sqrt{r_0^2 - x_2^2}$	4 $\eta = y_2 - y_1$	5 $\varphi = \operatorname{arctg} \frac{\eta}{\xi}$ (Grad)	6 $r = \sqrt{\xi^2 + \eta^2}$	7 S	8 $R = 2\sqrt{S}$
	∓ 0	$+3{,}490$	$+1{,}490$	$+90{,}00$	1,490	$-0{,}112$	—
	$+2{,}0$	$+2{,}860$	$+0{,}860$	$+23{,}27$	2,177	$+0{,}659$	1,62
	$+2{,}5$	$+2{,}435$	$+0{,}435$	$+9{,}87$	2,538	$+1{,}388$	2,36
	$+3{,}3$	$+1{,}136$	$-0{,}864$	$-14{,}67$	3,411	$+4{,}230$	4,11
(0; 2)	$+3{,}49$	± 0	$-2{,}000$	$-29{,}82$	4,022	$+7{,}216$	5,37
	$+3{,}3$	$-1{,}136$	$-3{,}136$	$-43{,}54$	4,552	$+10{,}523$	6,49
	$+2{,}5$	$-2{,}435$	$-4{,}435$	$-60{,}59$	5,091	$+14{,}612$	7,64
	$+2{,}0$	$-2{,}860$	$-4{,}860$	$-67{,}63$	5,255	$+16{,}013$	8,00
	± 0	$-3{,}490$	$-5{,}490$	$-90{,}00$	5,490	$+18{,}129$	8,51

Tafel 2.

y_1	q gemessen	q berechnet[1])	$y_1^2 \pi$
0	28,7	28,7	0
1,4	31,6	31,8	6,16
2,0	34,8	35,0	12,57
3,3	42,4	42,8	28,27
3,49	47,6	47,8	38,26

5. Wärmestrahlung eines Quaders.

Integration der Schackschen Gleichung 29) für ein Element (a, b).

$$J = \int_0^{y_0}\int_0^{z_0} \frac{dy\, z\, dz}{\sqrt{a^2 + (y-b)^2 + z^2}} \cdot \left(1 - e^{\sqrt{a^2+(y-b)^2+z^2}}\right)$$

$$= \int_0^{y_0}\int_0^{z_0} \left[\frac{1}{s^3} - \frac{1}{2!\,s^2} + \frac{1}{3!\,s} - \frac{1}{4!} + \frac{s}{5!} - \frac{s^2}{6!} + \ldots\right] z\, dz\, dy,$$

worin $s(y,z) = \sqrt{a^2 + (y-b)^2 + z^2}$, $z\,dz = s\,ds$, $dy = \frac{s\,ds}{\sqrt{s^2 - (a^2+z^2)}}$ gilt.

Allgemeines Glied der Reihe:

$$\frac{(-1)^{n+1}}{n!} \int_0^{y_0}\int_0^{z_0} s^{n-4} z\, dz\, dy = \frac{(-1)^{n+1}}{n!} \int_0^{y_0}\int_{s(y,0)}^{s(y,z_0)} s^{n-3}\, ds\, dy;$$

---

[1]) $\pi r_0^2 \left[\ln r_0 - 0{,}5 + 0{,}5\left(\frac{a}{r_0}\right)^2\right] = \pi (3{,}49)^2 \left[1{,}25 - 0{,}5 + 0{,}5\left(\frac{a}{r_0}\right)^2\right] = 38{,}26\left[0{,}75 + 0{,}5\left(\frac{a}{r_0}\right)^2\right]$.

man erhält[1]):

$$n=1: \quad J=\ln\frac{(y_0-b)+\sqrt{a^2+(y_0-b)^2}}{-b+\sqrt{a^2+b^2}}-\ln\frac{(y_0-b)+\sqrt{a^2+(y_0-b)^2+z_0^2}}{-b+\sqrt{a^2+b^2+z_0^2}};$$

$$n=2: \quad J=\frac{1}{2\cdot 2!}\Big\{(y_0-b)\ln\frac{a^2+(y_0-b)^2+z_0^2}{a^2+(y_0-b)^2}+b\ln\frac{a^2+b^2+z_0^2}{a^2+b^2}$$

$$+2\sqrt{a^2+z_0^2}\left[\operatorname{arc\,tg}\frac{y_0-b}{\sqrt{a^2+z_0^2}}+\operatorname{arc\,tg}\frac{b}{\sqrt{a^2+z_0^2}}\right]-\underline{2a\left[\operatorname{arc\,tg}\frac{y_0-b}{a}+\operatorname{arc\,tg}\frac{b}{a}\right]}\Big\};$$

$$n=3: \quad J=-\frac{1}{1\cdot 2\cdot 3!}\Big\{(y_0-b)\left[\sqrt{a^2+(y_0-b)^2+z_0^3}-\sqrt{a^2+(y_0-b)^2}\right]+b\left[\sqrt{a^2+b^2+z_0^2}-\sqrt{a^2+b^2}\right]$$

$$+(a^2+z_0^2)\ln\left[\frac{\sqrt{a^2+(y_0-b)^2+z_0^2}+(y_0-b)}{\sqrt{a^2+b^2+z_0^2}-b}\right]-\underline{a^2\ln\left[\frac{\sqrt{a^2+(y_0-b)^2}+(y_0-b)}{\sqrt{a^2+b^2}-b}\right]}\Big\}.$$

Beispiel: $x_0=3$; $y_0=1$; $z_0=0{,}5$; $a=1$; $b=1$ ($\xi_1=1$; $\xi_2=\sqrt{1{,}25}=1{,}118$; $\eta_1=-1$; $\eta_2=0$).

n	J
1	+ 0,076 68
2	− 0,045 64
3	+ 0,017 52
4	− 0,005 21
5	+ 0,001 25
6	− 0,000 25
	Σ + 0,044 35

Mit Planimeter erhalten 0,046.

Tafel 1. Berechnung von σ.

ϱ	σ	ϱ	σ	ϱ	σ
0	$-\infty$	0,8	− 0,999	4,0	− 0,249
0,05	− 3,443	1,0	− 0,852	5,0	− 0,200
0,1	− 2,775	1,2	− 0,741	6,0	− 0,167
0,2	− 2,129	1,5	− 0,615	7,0	− 0,143
0,3	− 1,770	2,0	− 0,481	8,0	− 0,125
0,4	− 1,527	2,5	− 0,392	9,0	− 0,111
0,5	− 1,347	3,0	− 0,330	10,0	− 0,100
0,6	− 1,206	3,5	− 0,284		

Tafel 2. Strahlung der Seitenfläche ($x=0$) auf die Grundfläche.

a)

$\xi_1=\varkappa a$		$\xi_2=\varkappa\sqrt{z_0^2+a^2}$		$\eta_1=-\varkappa b$	$\eta_2=\varkappa(y_0-b)$
ξ_1	ξ_2	ξ_1	ξ_2	η_1	η_2
0,1	0,510	1,0	1,118	0 (− 1,0)	+ 1,0 (0)
0,2	0,539	1,5	1,581	− 0,1 (− 0,9)	+ 0,9 (− 0,1)
0,4	0,640	2,0	2,062	− 0,2 (− 0,8)	+ 0,8 (+ 0,2)
0,6	0,781	3,0	3,041	− 0,3 (− 0,7)	+ 0,7 (+ 0,3)
				− 0,4 (− 0,6)	+ 0,6 (+ 0,4)
				− 0,5	+ 0,5

Es wurden 8×6 Bereiche ausgemessen.

b)

ξ_1	q_{qcm}	ξ_1	q_{qcm}	ξ_1	q_{qcm}	ξ_1	q_{qcm}
0,1	55,7	0,4	44,7	1,0	14,8	2,0	3,7
0,2	59,2	0,6	30,0	1,5	7,4	3,0	1,5

[1]) Bei Schack ist die Reihenentwicklung nur bis $n=3$ durchgeführt, und die unterstrichenen Glieder fehlen (geschriebenes Exemplar der Danziger Hochschule).

Tafel 3. Strahlung der Seitenfläche ($y = 0$) auf die Grundfläche.

a)

$\xi_1 = \varkappa b$		$\xi_2 = \varkappa \sqrt{z_0^2 + b^2}$	
ξ_1	ξ_2	ξ_1	ξ_2
0,1	0,510	0,6	0,781
0,2	0,539	0,8	0,943
0,4	0,640	1,0	1,118

Es wurden 6×9 Bereiche ausgemessen.

$\eta_1 = -\varkappa a$		$\eta_2 = \varkappa (x_0 - a)$	
η_1		η_2	
0	(−3)	+3	(0)
−0,1	(−2,9)	+2,9	(+0,1)
−0,2	(−2,8)	+2,8	(+0,2)
−0,3	(−2,7)	+2,7	(+0,3)
−0,4	(−2,6)	+2,6	(+0,4)
−0,6	(−2,4)	+2,4	(+0,6)
−0,8	(−2,2)	+2,2	(+0,8)
−1,0	(−2,0)	+2,0	(+1,0)
−1,5		+1,5	

b)

ξ_1	q_{qcm}	ξ_1	q_{qcm}
+0,1	194,0	+0,6	130,0
+0,2	215,0	+0,8	94,0
+0,4	177,0	+1,0	73,0

Tafel 4. Berechnung von σ'.

u	σ'	ϱ	u	σ'	ϱ
0,5	−1,114	0	5,0	−0,020	4,975
0,8	−0,548	0,625	6,0	−0,014	5,979
1,0	−0,390	0,866	7,0	−0,010	6,982
1,5	−0,197	1,414	8,0	−0,008	7,984
2,0	−0,118	1,937	9,0	−0,006	8,986
3,0	−0,055	2,958	10,0	−0,005	9,988
4,0	−0,031	3,969			

Tafel 5. Strahlung der Deckfläche ($z = 0{,}5$) auf die Grundfläche.

a)

$\xi_1 = -\varkappa a$		$\xi_2 = \varkappa (x_0 - a)$	
ξ_1	ξ_2	ξ_1	ξ_2
0	+3	−0,6	+2,4
−0,1	+2,9	−0,8	+2,2
−0,2	+2,8	−1,0	+2,0
−0,4	+2,6	−1,5	+1,5

$\eta_1 = -\varkappa b$		$\eta_2 = \varkappa (y_0 - b)$	
η_1		η_2	
0	(−1,0)	+1,0	(0)
−0,1	(−0,9)	+0,9	(+0,1)
−0,2	(−0,8)	+0,8	(+0,2)
−0,4	(−0,6)	+0,6	(+0,4)
−0,5		+0,5	

Es wurden 8×5 Bereiche ausgemessen.

b)

ξ_1	q_{qcm}	ξ_1	q_{qcm}
0	23,5	−0,6	41,8
−0,1	28,0	−0,8	44,0
−0,2	32,6	−1,0	44,9
−0,4	38,4	−1,5	46,3

6. Wärmestrahlung eines Zylindermantels.

Tafel 1.

Φ	q für $-z_1 =$			
	0	−1	−2	−5
0,00002	141,6	149,3	157,3	163,0
0,00010	110,8	125,3	136,9	150,0
0,00020	94,0	111,8	127,0	142,7
0,00050	73,8	91,6	105,8	132,6
0,00200	48,0	64,8	78,3	96,0
0,00500	34,6	50,3	62,0	69,2
0,01000	26,5	42,1	51,0	52,9
0,02000	17,5	30,7	35,0	35,0
0,04000	7,4	14,7	14,7	14,7
0,05000	1,9	3,8	3,8	3,8

Tafel 2.

z_1	J_{z_1}
0 (10)	45,7
1 (9)	73,7
2 (8)	83,3
5	88,3

$J = 2 \cdot 101{,}3 = 202{,}6.$

Anhang zu Abschnitt III.

1. Asymptotenlinien der Pseudosphären.

Tafel 1.

$\sin\omega$	Querschnitte q in Höhe $\sin\omega_1$ (und $\sin\omega_2$) = const. für $(u, v) =$						
	(15,15)	(30,30)	(30,60)	(30,90)	(60,60)	(60,90)	(90,90)
0	2,3 (2,3)	9,0 (9,0)	18,0 (18,0)	27,0 (27,0)	36,0 (36,0)	54,0 (51,5)	81,0 (67,0)
0,259	1,1	7,9	16,9	25,9	34,9	52,9	78,8
0,500	0,0 (0,0)	4,5 (4,5)	13,5 (13,5)	22,5 (22,5)	31,5 (31,0)	49,5 (42,8)	72,0 (54,6)
0,707		1,1	9,0	18,0	25,9	42,8	60,8
0,866		0,0 (0,1)	4,5 (5,9)	13,5 (13,2)	18,0 (17,4)	31,5 (24,4)	45,0 (31,9)
0,966			1,1	7,9	9,0	16,9	24,8
1,000			0,0 (0,0)	0,0 (0,0)	0,0 (0,0)	0,0 (0,0)	0,0 (0,0)

Tafel 2.

u	v	ω_1	ω_2	ω_3
15	15	30	31,1	31,1
30	30	60	67,7	67,7
	60	90	111,0	111,7
	90	120	156,3[1]	156,0
60	60	120	169,6	169,2
	90	150	228,3	218,2
90	90	180	294,7[2]	268,2

Beispiel: $(\omega_2 - \omega_1) = \int_0^u \int_0^v \sin\omega_1 \, du \, dv = \int_0^u \int_0^v (\sin u \cos v + \cos u \sin v) \, du \, dv =$

$= -[\cos u - 1] \sin v + \sin u [-\cos v + 1] = -\sin(u+v) + \sin u + \sin v.$

[1] $\int_0^{30} \int_0^{90} \sin(u+v) \, dv \, du = +0{,}634 = 36{,}3^0; \quad \omega_2 = 156{,}3^0.$

[2] $\int_0^{90} \int_0^{90} \sin(u+v) \, dv \, du = +2{,}000 = 114{,}6^0; \quad \omega_2 = 294{,}6^0.$

Tafel 3.

ω_2 (und ω_3) =													
0		30		60		90		120		150		180	
u	v	u	v	u	v	u	v	u	v	u	v	u	v
0	0	0	30	0	60	0	90	0	120	0	150	0	180
		13,9	15	24,2	30	18,2	60	14,0	90	27,4	90	40,1 (41,0)	90
						46,0	30	35,0	60	50,2	60	65,2 (66,0)	60
								66,1	30	86,0	30		

2. Telegraphengleichung (nach Wagner).

$R = 0{,}333\ \Omega/\text{km}$; $L = 0{,}00221$ H/km; $C = 0{,}00503\ \mu\text{F}$; $l = 300$ km; $v = 300\,000$;

$\omega = 3140 \sim \frac{\pi}{l} \cdot v$; $\beta = 2{,}5 \cdot 10^{-4}$; $f_2(\eta) = V_0 \sin(\omega t)\, e^{-\frac{\alpha}{v} t} = V_0 \sin\left(\frac{\omega}{v}\eta\right) e^{\beta\eta} = V_0 \sin\left(\frac{\pi}{l}\eta\right) e^{\beta\eta}$.

Tafel 1. Berechnung von U_i und U_v.

Gebiet (1 + II + 2).

$\xi \cdot \frac{1}{l}$	$\frac{F_1}{V_0}$	$J = \frac{1}{V_0}\int e^{-\frac{\beta}{2}\xi} F_1\, d\xi$	$\beta e^{+\frac{\beta}{2}\xi} J$	$\frac{Z}{V_0} U_i$
0	∓ 0	$\pm$ 0	± 0	∓ 0
$-\frac{1}{8}$	+ 0,386	− 7	− 0,002	+ 0,384
$-\frac{1}{4}$	+ 0,720	− 27	− 0,007	+ 0,713
$-\frac{1}{2}$	+ 1,038	− 92	− 0,023	+ 1,015
$-\frac{3}{4}$	+ 0,748	− 164	− 0,040	+ 0,708
$-\frac{7}{8}$	+ 0,409	− 187	− 0,045	+ 0,354
− 1	± 0	− 195	− 0,047	− 0,047
$-1\frac{1}{8}$	− 0,417	− 187	− 0,045	− 0,462
$-1\frac{1}{4}$	− 0,776	− 163	− 0,039	− 0,815
$-1\frac{1}{2}$	− 1,119	− 83	− 0,020	− 1,139
$-1\frac{3}{4}$	− 0,806	− 5	− 0,001	− 0,807
$-1\frac{7}{8}$	− 0,441	+ 19	+ 0,004	− 0,437
− 2	∓ 0	+ 28	+ 0,006	+ 0,006

Gebiet (2′ + III + 3′).

$\eta \cdot \frac{1}{l}$	$\frac{Z}{V_0} \Phi_2(-2l, \eta)$	$e^{-\frac{\beta}{2}\eta} \Phi_2 \cdot \frac{Z}{V_0}$	$J = \frac{Z}{V_0}\int e^{-\frac{\beta}{2}\eta} \Phi_2\, d\eta$	$\beta e^{+\frac{\beta}{2}\eta} J$	$\frac{1}{V_0} f_3(\eta)$
+ 2	+ 0,006	+ 0,006	− 22	− 0,006	∓ 0
$+2\frac{1}{8}$	− 0,378	− 0,349	− 41	− 0,011	+ 0,389
$+2\frac{1}{4}$	− 0,707	− 0,650	− 59	− 0,016	+ 0,723
$+2\frac{1}{2}$	− 1,009	− 0,918	− 120	− 0,033	+ 1,042
$+2\frac{3}{4}$	− 0,702	− 0,633	− 182	− 0,050	+ 0,752
$+2\frac{7}{8}$	− 0,348	− 0,313	− 201	− 0,056	+ 0,404
+ 3	+ 0,053	+ 0,047	− 208	− 0,058	+ 0,005
$+3\frac{1}{8}$	+ 0,468	+ 0,416	− 196	− 0,054	− 0,414
$+3\frac{1}{4}$	+ 0,821	+ 0,727	− 173	− 0,049	− 0,772
$+3\frac{1}{2}$	+ 1,145	+ 1,004	− 97	− 0,028	− 1,117
$+3\frac{3}{4}$	+ 0,813	+ 0,706	− 27	− 0,008	− 0,805
$+3\frac{7}{8}$	+ 0,443	+ 0,383	− 7	− 0,002	− 0,441
+ 4	± 0	± 0	$\mp$ 0	∓ 0	∓ 0

Tafel 2. a) $\frac{U_{v1}}{V_0}$.

Gebiet (1 + II + 2) und (2′ + III + 3′).

$\frac{U_{v1}}{V_0} =$											$\frac{\eta}{l}$
− 0,882	− 1,247	− 1,560	− 1,217	− 0,858	− 0,441	− 0,032	+ 0,307	+ 0,597	+ 0,279	− 0,055	− 0,441	$3\frac{7}{8}$
− 1,246	− 1,611	− 1,924	− 1,581	− 1,222	− 0,805	− 0,396	− 0,057	+ 0,233	− 0,085	− 0,419	− 0,805	$3\frac{3}{4}$
− 1,558	− 1,923	− 2,236	− 1,893	− 1,534	− 1,117	− 0,708	− 0,369	− 0,079	− 0,397	− 0,731	− 1,117	$3\frac{1}{2}$
− 1,213	− 1,578	− 1,891	− 1,548	− 1,189	− 0,772	− 0,363	− 0,024	+ 0,266	− 0,052	− 0,386	− 0,772	$3\frac{1}{4}$
− 0,855	− 1,220	− 1,533	− 1,190	− 0,831	− 0,414	− 0,005	+ 0,334	+ 0,624	+ 0,306	− 0,028	− 0,414	$3\frac{1}{8}$
− 0,436	− 0,801	− 1,114	− 0,771	− 0,412	+ 0,005	+ 0,414	+ 0,753	+ 1,043	+ 0,725	+ 0,391	+ 0,005	3
− 0,037	− 0,402	− 0,715	− 0,372	− 0,013	+ 0,404	+ 0,813	+ 1,152	+ 1,442	+ 1,124	+ 0,790	+ 0,404	$2\frac{7}{8}$
+ 0,311	− 0,054	− 0,367	− 0,024	+ 0,335	+ 0,752	+ 1,161	+ 1,500	+ 1,790	+ 1,472	+ 1,138	+ 0,752	$2\frac{3}{4}$
+ 0,601	+ 0,236	− 0,077	+ 0,266	+ 0,025	+ 1,042	+ 1,451	+ 1,790	+ 2,080	+ 1,762	+ 1,428	+ 1,042	$2\frac{1}{2}$
+ 0,282	− 0,083	− 0,396	+ 0,053	+ 0,306	+ 0,723	+ 1,132	+ 1,471	+ 1,761	+ 1,443	+ 1,109	+ 0,723	$2\frac{1}{4}$
− 0,052	− 0,417	− 0,730	− 0,387	− 0,028	+ 0,389	+ 0,798	+ 1,137	+ 1,427	+ 1,109	+ 0,775	+ 0,389	$2\frac{1}{8}$
− 0,441	− 0,806	− 1,119	− 0,776	− 0,417	∓ 0	+ 0,409	+ 0,748	+ 1,038	+ 0,720	+ 0,386	∓ 0	2
												$1\frac{7}{8}$
												$1\frac{3}{4}$
												$1\frac{1}{2}$
												$1\frac{1}{4}$
												$1\frac{1}{8}$
− 0,441	− 0,806	− 1,119	− 0,776	− 0,417	∓ 0	+ 0,409	+ 0,748	+ 1,038	+ 0,720	+ 0,386	∓ 0	1
												$\frac{7}{8}$
												$\frac{3}{4}$
												$\frac{1}{2}$
												$\frac{1}{4}$
												$\frac{1}{8}$
												0
$\frac{\xi}{l}$	$-1\frac{7}{8}$	$-1\frac{3}{4}$	$-1\frac{1}{2}$	$-1\frac{1}{4}$	$-1\frac{1}{8}$	−1	$-\frac{7}{8}$	$-\frac{3}{4}$	$-\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{4}$	$-\frac{1}{8}$	0

b)

U_{v1}	q für $\left(\frac{\xi}{l}, \frac{\eta}{l}\right) =$			
	(1,2)	(1,4)	(2,2)	(2,4)
− 2,24	—	—	—	0
− 2,00	—	—	—	1,2
− 1,50	—	—	—	3,8
− 1,00	—	—	2,2	9,1
− 0,50	—	—	6,0	16,8
∓ 0	24,0	32,0	32,0	32,0
+ 0,50	16,5	24,3	16,5	26,7
+ 1,00	4,7	11,5	4,7	11,5
+ 1,06	0	—	0	—
+ 1,50	—	3,0	—	3,0
+ 2,00	—	0,3	—	0,3
+ 2,08	—	0	—	0

c)

$\frac{\xi}{l}$	$\frac{\eta}{l}$	Q'_1 qcm	$Q_1 \cdot \frac{f^2}{4}$ $= 0{,}7 \cdot 10^{-4} Q'_1$ [1])	U_{v1}	U_{v2}
1	2	+ 14,8	0,001	0	+ 0,001
1	4	+ 33,9	0,002	0	+ 0,002
2	2	+ 4,3	0,000	0	+ 0,000
2	4	+ 7,0	0,000	0	+ 0,000

[1]) $\beta^2/4 = 1{,}56 \cdot 10^{-8}$ 1 qcm $= 4 \cdot 0{,}2 \cdot l^2/16$.

Tafel 3. $V(\xi\eta)$.

Gebiet (1 + II + 2) und (2′ + III + 3′).

$V(\xi\eta) =$												$\frac{\eta}{l}$
± 0	− 0,354	− 0,650	− 0,911	− 0,637	− 0,344	±	+ 0,340	+ 0,626	+ 0,876	+ 0,614	+ 0,331	± 0	4
− 0,354	− 0,711	− 1,010	− 1,287	− 1,004	− 0,711	− 0,367	− 0,027	+ 0,258	+ 0,512	+ 0,239	− 0,047	− 0,381	$3\frac{7}{8}$
− 0,649	− 1,009	− 1,311	− 1,610	− 1,311	− 1,017	− 0,674	− 0,333	− 0,048	+ 0,199	− 0,073	− 0,362	− 0,700	$3\frac{3}{4}$
− 0,909	− 1,275	− 1,610	− 1,854	− 1,584	− 1,289	− 0,942	− 0,601	− 0,315	− 0,068	− 0,345	− 0,638	− 0,980	$3\frac{1}{2}$
− 0,634	− 1,001	− 1,308	− 1,583	− 1,307	− 1,010	− 0,659	− 0,311	− 0,021	+ 0,231	− 0,046	− 0,340	− 0,683	$3\frac{1}{4}$
− 0,342	− 0,709	− 1,015	− 1,288	− 1,010	− 0,709	− 0,355	− 0,004	+ 0,289	+ 0,545	+ 0,270	− 0,025	− 0,368	$3\frac{1}{8}$
+ 0,004	− 0,363	− 0,670	− 0,940	− 0,658	− 0,353	+ 0,004	+ 0,358	+ 0,654	+ 0,914	+ 0,642	+ 0,348	+ 0,005	3
+ 0,336	− 0,031	− 0,339	− 0,607	− 0,319	− 0,013	+ 0,349	+ 0,706	+ 1,006	+ 1,270	+ 0,999	+ 0,706	+ 0,363	$2\frac{7}{8}$
+ 0,629	+ 0,261	− 0,046	− 0,315	− 0,021	+ 0,290	+ 0,653	+ 1,014	+ 1,316	+ 1,584	+ 1,316	+ 1,022	+ 0,678	$2\frac{3}{4}$
+ 0,879	+ 0,515	+ 0,202	− 0,066	+ 0,231	+ 0,543	+ 0,914	+ 1,278	+ 1,584	+ 1,860	+ 1,589	+ 1,294	+ 0,948	$2\frac{1}{2}$
+ 0,617	+ 0,242	− 0,071	− 0,344	− 0,046	+ 0,270	+ 0,640	+ 1,006	+ 1,315	+ 1,588	+ 1,313	+ 1,014	+ 0,664	$2\frac{1}{4}$
+ 0,333	− 0,045	− 0,361	− 0,637	− 0,341	− 0,025	+ 0,346	+ 0,713	+ 1,021	+ 1,293	+ 1,014	+ 0,712	+ 0,359	$2\frac{1}{8}$
± 0	− 0,381	− 0,700	− 0,981	− 0,687	− 0,371	± 0	+ 0,367	+ 0,675	+ 0,945	+ 0,662	+ 0,356	± 0	2
± 0	− 0,384	− 0,706	− 0,990	− 0,693	− 0,374	± 0	+ 0,370	+ 0,681	+ 0,954	+ 0,668	+ 0,360	± 0	$1\frac{3}{4}$
± 0	− 0,388	− 0,713	− 1,000	− 0,699	− 0,377	± 0	+ 0,373	+ 0,687	+ 0,963	+ 0,674	+ 0,363	± 0	$1\frac{1}{2}$
± 0	− 0,392	− 0,720	− 1,009	− 0,706	− 0,381	± 0	+ 0,377	+ 0,693	+ 0,972	+ 0,680	+ 0,366	± 0	$1\frac{1}{4}$
± 0	− 0,396	− 0,727	− 1,018	− 0,713	− 0,385	± 0	+ 0,381	+ 0,699	+ 0,981	+ 0,687	+ 0,370	± 0	1
± 0	− 0,400	− 0,734	− 1,028	− 0,720	− 0,389	± 0	+ 0,385	+ 0,706	+ 0,990	+ 0,693	+ 0,374	± 0	$\frac{3}{4}$
± 0	− 0,404	− 0,741	− 1,038	− 0,726	− 0,393	± 0	+ 0,389	+ 0,713	+ 1,000	+ 0,700	+ 0,377	± 0	$\frac{1}{2}$
± 0	− 0,408	− 0,748	− 1,047	− 0,733	− 0,397	± 0	+ 0,393	+ 0,719	+ 1,009	+ 0,706	+ 0,381	± 0	$\frac{1}{4}$
± 0	− 0,411	− 0,754	− 1,057	− 0,740	− 0,400	± 0	+ 0,396	+ 0,727	+ 1,018	+ 0,714	+ 0,384	± 0	0
$\frac{\xi}{l}$	− 2	$-1\frac{7}{8}$	$-1\frac{3}{4}$	$-1\frac{1}{2}$	$-1\frac{1}{4}$	$-1\frac{1}{8}$	− 1	$-\frac{7}{8}$	$-\frac{3}{4}$	$-\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{4}$	$-\frac{1}{8}$	0	

Ein Schräglicht-Illuminator für Opakbeleuchtung.

Von
F. Hauser in Rathenow.

Veranlaßt durch den von verschiedenen Seiten geäußerten Wunsch, eine Beleuchtungsanordnung zu besitzen, welche mikroskopische Momentaufnahmen von menschlichen Fingerkapillaren mit so kurzer Belichtungsdauer und in einer solchen Vergrößerung anzufertigen gestattet, daß die Aufteilung des Blutstroms in Blutkörperchengruppen erkennbar wird, habe ich zunächst in der Versuchswerkstatt der Firma Busch den kleinen Beleuchtungsapparat anfertigen lassen, der in Abb. 1 wiedergegeben ist. Das durch den Kondensor einer Bogenlampe konvergent gemachte Licht trifft auf den kleinen, neigbaren Spiegel *s* und wird von diesem durch die schwenkbar angeordnete Linse *l* dem Objekt zugeführt. Die Anordnung wird bei einem zwei- oder viertelteiligen Revolver in das dem Objektiv diametral gegenüberliegende Gewinde eingeschraubt. Mit dieser behelfsmäßigen Versuchsanordnung gelang es bereits, Momentauf-

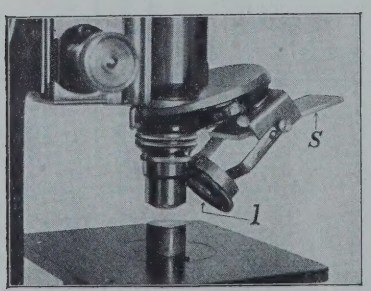


Abb. 1.

nahmen mit $^1/_{25}$ Sekunde Belichtungszeit bei 70facher Vergrößerung anzufertigen; nach ihrem Prinzip ist der neue Schräglicht-Illuminator der Firma Busch (D. R. G. M.) konstruiert. Bei ihm ist die spiegelnde Fläche und die sammelnde Linse in einem einzigen Glaskörper vereinigt, wobei die reflektierende Fläche in zwei aufgeteilt ist, um die Abmessungen dieses Glaskörpers möglichst klein halten zu können (vgl. die schematische Schnittzeichnung in Abb. 2). Insbesondere für die Aufnahme von Fingerkapillaren und anderen Oberflächen mit starker diffuser Lichtzerstreuung hat es sich als zweckmäßig erwiesen, zwischen der Lampe und dem Schräglicht-Illuminator eine Blende anzuordnen, die durch den Schräglicht-Illuminator auf der Objektoberfläche abgebildet wird, so daß man auf dem Objekt für die Beleuchtung ein Flächenstück abgrenzen kann, welches möglichst nicht größer als das Gesichtsfeld des Objektivs ist. Man vermeidet hierdurch eine diffuse Überstrahlung durch Licht, welches von außerhalb des Gesichtsfeldes liegenden Objektteilen in das Objektiv trifft und dann durch Reflexion an den Linsenflächen usf. als falsches Licht auf die photographische Platte gelangt. Um bei dem kleinen Gesichtsfeld der mikroskopischen Objektive das Licht möglichst gut auszunutzen, muß der Lampenkondensor so eingestellt werden, daß die engste Einschnürung des Lichtkegels (das Kraterbild) in der erwähnten Blende liegt. Abb. 2 zeigt uns den schematischen Strahlengang von dieser Blende (*b*) an bis zum Objekt, das sich bei *o* befindet.

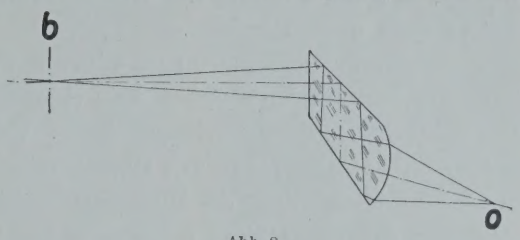


Abb. 2.

Für eine zuverlässige Führung der Beleuchtungsstrahlen und ein störungsfreies Arbeiten ist es bei dieser wie bei allen ähnlichen Anordnungen vorteilhaft, die Lampe — sei es durch eine optische Bank oder auf eine andere Weise — in feste Verbindung mit dem Mikroskop zu bringen. Abb. 3 zeigt uns den Grundaufbau, wie er für Beobachtungen oder Aufnahmen mit dem Schräglicht-Illuminator zweckmäßig verwendet wird, angeordnet auf einer optischen Bank. Der Gang der beleuchtenden Strahlen ist hier durch Einblasen von Zigarettenrauch und entsprechendes Abstimmen der Helligkeit des Hintergrundes sichtbar gemacht. Als Lichtquelle dient eine 8- bis 10-Ampére-Bogenlampe[1]) (möglichst Gleichstrom) mit asphärischem Kondensor. Etwa 36 cm vom Bogenlampenreiter entfernt befindet sich der Reiter mit der Kühlküvette, die hier für die Untersuchung auch nur einigermaßen hitzeempfindlicher Objekte notwendig ist. Als Kühlflüssigkeit dient eine

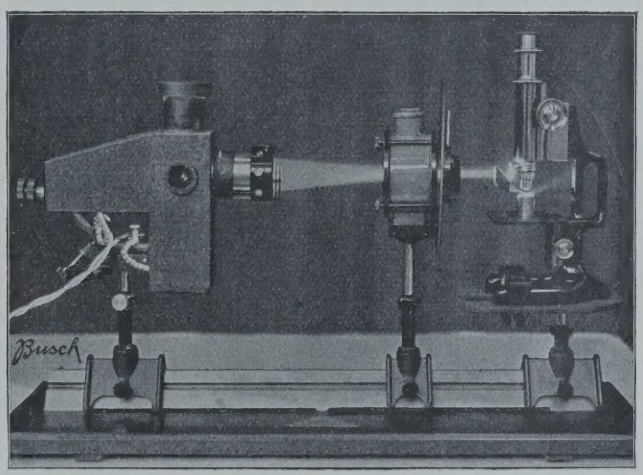


Abb. 3.

[1]) Für subjektive Beobachtung sind Glühlampen wegen ihrer einfacheren Bedienung vorzuziehen. Aufnahmen kann man dagegen mit ihnen nur von ruhenden Objekten anfertigen, da ihre geringere Flächenhelligkeit längere Belichtungsdauern erfordert.

5-prozentige, mit einigen Tropfen Schwefelsäure geklärte Kupfersulfatlösung oder eine Lösung von Mohrschem Salz[1]). Die Kühlküvette darf keine Metallwandungen haben, da diese von der Kühlflüssigkeit angegriffen würden. Auf der dem Mikroskop zugekehrten Seite der Kühlküvette befindet sich die in Abb. 2 eingetragene Irisblende. Damit letztere scharf auf dem Objekt abgebildet wird, ist das Mikroskop so anzuordnen, daß der Abstand der Irisblende von der Eintrittsfläche des Schräglicht-Illuminators rund 65 mm beträgt.

Durch den Schräglicht-Illuminator wird das Licht so auf das Objekt geworfen, daß von horizontalen Flächen kein spiegelnd, sondern nur diffus reflektiertes Licht in das Mikroskop-Objektiv gelangen kann. Um das in Abb. 3 sichtbar zu machen, wurde bei deren Aufnahme auf das Objekt (einen Metallschliff) ein Silberspiegelchen gelegt. Man kann die Wirkung des Illuminators unter Umständen dadurch noch etwas steigern, daß man das vom Objekt reflektierte Licht auf dieses durch einen Hohlspiegel zurückwerfen läßt, der am Mikroskoptisch mittels eines geeigneten Halters so angeordnet ist, daß sich sein Krümmungsmittelpunkt auf der Objektoberfläche in der Mitte des Gesichtsfeldes befindet. Man bekommt dann zugleich eine zweiseitige Beleuchtung, die sich bei reliefierten Oberflächen als eine Aufhellung der Schatten auswirkt[2]).

Als Mikroskop kommt für den Schräglicht-Illuminator wie für den Vertikal-Illuminator wenigstens dann, wenn man mit verschieden dicken Objekten zu arbeiten hat, in erster Linie ein solches mit heb- und senkbarem Tisch in Frage, da man durch Grobeinstellung am Tubus die Einjustierung der Beleuchtungsstrahlen zunichte machen würde. Unbedingt notwendig ist ein solches Instrument für kinematographische Aufnahmen.

Abb. 4.

Zur Momentaufnahme von Kapillargefäßen oder anderen lebenden oder sonstwie bewegten Objekten setzt man auf das Mikroskop eine Aufsatzkamera mit Momentverschluß. Abb. 4 zeigt eine Aufnahme von menschlichen Fingerkapillaren, die mit der in Abb. 3 dargestellten Anordnung in Verbindung mit einer Busch-Aufsatzkamera $6^1/_2 \times 9$ gemacht worden ist. Besonders bei der am besten in der Einstellebene liegenden mittleren Kapillare ist die Unterteilung des Blutstroms sehr gut zu sehen. Weiteres über die Momentphotographie von Kapillaren soll von anderer Seite an anderer Stelle berichtet werden. Nebenbei sei erwähnt, daß ich mit Hilfe der in Abb. 3 dargestellten Anordnung auch kinematographische Aufnahmen von Kapillaren angefertigt habe, deren Beschreibung ebenfalls an anderer Stelle erfolgen soll.

Außer für Kapillaraufnahmen hat sich der Schräglicht-Illuminator auch schon für andere Untersuchungen, bei denen spiegelnd reflektiertes Licht nicht in das Objektiv gelangen darf, bewährt. Es dürfte sich ihm hier wohl ein verhältnismäßig recht weites Arbeitsgebiet erschließen. Der Vertikal-Illuminator versagt nämlich überall da, wo bei

---

[1]) Ein geeignetes Rezept s. z. B. P. Rostock, *Mikrokosmos* **20**. *S. 146—148. 1926/27.*

[2]) In Fällen, die eine ganz besonders große Helligkeit erfordern, kann man auch zwei Schräglicht-Iluminatoren an einer gemeinsamen Haltevorrichtung verwenden.

stark spiegelnder Oberfläche die einzelnen Strukturelemente sich in erster Linie durch ihre Färbung voneinander unterscheiden. Ein ganz vorzügliches Beispiel dieser Art bilden anpolierte Schlifflächen von Versteinerungen, wie sie in Braunkohlengebieten gefunden werden. Die Abb. 5 und 6 zeigen Vergleichsaufnahmen derselben Stelle eines solchen Schliffes, und zwar von einer Dolomitknolle in 200facher Vergrößerung (Vergrößerung der Orginalaufnahmen 400fach) mit dem Vertikal- und dem Schräglicht-Illuminator. Der Vertikal-Illuminator gibt nur die Rauheiten und Beschädigungen der Oberfläche wieder, die mit der Struktur des Materials als solcher nichts zu tun haben, der Schräglicht-Illuminator dagegen liefert bei Verwendung orthochromatischer Platten ein tonwertgetreues Bild der Struktur. Das gilt selbstverständlich für alle Objekte mit ähnlicher Oberflächenbeschaffenheit. Es ist bei ihnen zwar vielfach wohl auch möglich, durch Anätzen ein Bild der Struktur mit Hilfe des Vertikal-Illuminators zu erhalten; ein solches Bild kann jedoch niemals in seinen Tonwerten den natürlichen Farben der Strukturelemente entsprechen.

Abb. 5.

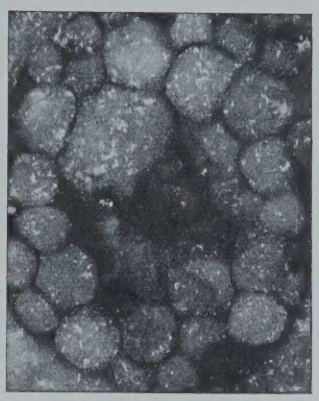


Abb. 6.

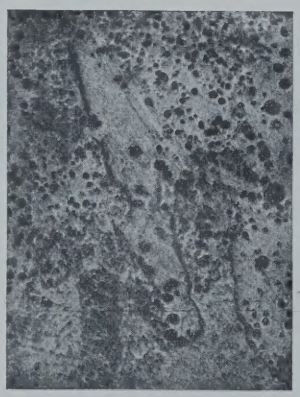


Abb. 7.

Abb. 8.

Vor anderen Beleuchtungsanordnungen für schräges Licht (schräg gestellte Lampen, Opakspiegel) hat der Schräglicht-Illuminator die größere Lichtstärke sowie eine die Auflösung fördernde größere Apertur des Lichtkegels voraus. Er kann daher auch bis zu einem gewissen Grade, d. h. in den Fällen, in denen mit einer einseitigen Beleuchtung dasselbe oder nahezu dasselbe erreicht werden kann wie mit einer allseitigen, den Lieberkühnspiegel und den Dunkelfeldkondensor für Auflicht ersetzen. Er hat (wie der Vertikal-Illuminator) vor diesen beiden Anordnungen das voraus, daß man bei ihm hinsichtlich der Größe der Objekte nicht beschränkt ist.

Abb. 9.

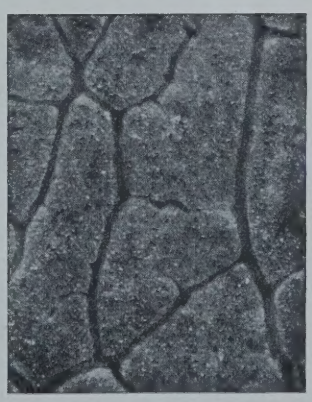


Abb. 10.

So zeigen die Abb. 7 und 8 Vergleichsaufnahmen der Porzellanmalerei auf einem Dosendeckel und die Abb. 9 und 10 solche eines jungen Birnbaumblattes mit dem Vertikal-Illuminator und dem Schräglicht-Illuminator in je 30facher Vergrößerung (Orginalaufnahmen 50fach). Ein recht gutes Ergebnis im Vergleich zum Vertikal-Illuminator wurde auch bei der Wiedergabe von Muskelfleisch erzielt. Bei der Aufnahme derartiger feuchtglänzender Objekte mit nicht vollkommen ebener Oberfläche muß man letztere unter Zwischenschaltung einer Immersionsflüssigkeit — hier Wasser — mit einem Deckglas bedecken, um störende Reflexe an geneigten und gekrümmten Oberflächenteilen zu vermeiden.

Alles in allem dürfte der neue Schräglicht-Illuminator somit ein Hilfsmittel darstellen, das für viele Gebiete Vorteile in der Technik der mikroskopischen Untersuchung bringen wird; er ist verwendbar mit allen Objektiven, deren Brennweite nicht größer als rund 25 mm ist, einschließlich der Öl-Immersion. Bei den stärkeren Systemen ist die Helligkeit des Bildes natürlich nicht so groß, daß Momentaufnahmen gemacht. werden könnten. Sie entspricht hier etwa der beim Dunkelfeldkondensor für Auflicht[1]) Zur Vermeidung störender Reflexe müssen bei den stärkeren Systemen von etwa 2 mm Arbeitsabstand an die Fassungen der Frontlinsen wenigstens außen geschwärzt sein.

Einfache Herstellung eines Keiles mit linearer Absorptionsbeziehung zur Untersuchung von Absorptionsspektren.

Von

G. A. Suckstorff in Hannover.

In der *Physikal. Zeitschr. 1929. S. 756* ist von H. D. Dorgelo ein Verfahren zur photographischen Spektralphotometrie veröffentlicht, das eine recht hohe Genauigkeit aufweist. Der Nachteil dieser Methode ist nur der etwas langwierige Weg, der zu den Ergebnissen führt.

Um sich auf einfachere Weise — allerdings mit geringerer Genauigkeit — ein Bild von der Intensitätsverteilung im Spektrum machen zu können, kann folgende, unter anderen in Graff, Grundriß der Astrophysik, erwähnte Methode angewendet werden. Der Spalt eines Spektographen wird der Länge nach durch einen Rauchglaskeil abgedeckt. Dann besitzt jedes Spaltelement eine andere Lichtdurchlässigkeit, die sich aus den Konstanten des Keiles berechnen läßt. Man erhält so auf der betreffenden photographischen Platte eine Kurve, die abhängig ist von der Intensitätsverteilung im untersuchten Spektrum und von der Farbenempfindlichkeit der Platte. Durch Aufnahme eines Spektrums mit bekannter Intensitätsverteilung, oder besser das eines schwarzen Strahlers, können diese Einflüsse eliminiert werden. Ein unter gleichen Bedingungen aufgenommenes Spektrum unbekannter Intensitätsverteilung ergibt dann durch Vergleich der Ordinaten beider Spektren die Intensität des zu untersuchenden Spektrums in den verschiedenen Wellenlängenbereichen. Diese Methode ist aber noch insofern unbequem und ungenau, als die Logarithmen der betreffenden Ordinaten miteinander verglichen werden müssen und außerdem die Werte der Logarithmen sich in einer Richtung zusammendrängen. Auf folgendem Wege gelingt es auf einfache Weise einen „Keil“ herzustellen, dessen Absorption seiner Länge proportional ist. Man kopiert einen Glaskeil, der aus absorbierendem Glase hergestellt ist, auf eine

[1]) S. F. Hauser, *D. Opt. Wochenschr.* **11.** *S. 185—187. 1925.*

photographische Platte. Aus der Funktion des Keiles und der photographischen Platte ergibt sich dann, daß die Kopie, die ich der Einfachheit halber als photographischen Keil bezeichnen will, eine seiner Länge proportional steigende Absorption besitzt.

Die angenäherte Formel für den Vorgang der Schwärzung einer photographischen Platte lautet:

$$\frac{I_e}{I_d} = S = A + n \cdot \log i \qquad t = \text{const.}$$

In dieser Formel bedeutet: I_e das auf die geschwärzte Platte auffallende Licht, I_d das durch die geschwärzte Platte hindurchgegangene Licht, i die Intensität der Belichtung, t die Zeit der Belichtung; A und n sind Konstanten.

Die Beziehung für die Durchlässigkeit (der reziproke Wert der Absorption) eines Mittels in Abhängigkeit von der Schichtdicke ist gegeben durch

$$\log V = x \cdot \log D.$$

Darin bedeutet: V die Durchlässigkeit für die Schichtdicke x mm, D die Durchlässigkeit für die Schichtdicke 1 mm. Belichtet man nun eine photographische Platte durch einen Rauchglaskeil hindurch, so ist die Intensität i (obige Gleichung) der Durchlässigkeit des Keiles proportional. D. h.

$$V = i \cdot K, \qquad \text{wo } K = \text{Proportionalitätsfaktor,}$$

daraus folgt: $\log V = \log i + \log K.$

Durch Einsetzen ergibt sich:

$$\log i = x \cdot \log D - \log K.$$

Durch Einsetzen dieses Ausdruckes in die Formel des photographischen Schwärzungsgesetzes folgt:

$$S = A + n \cdot x \cdot \log D - n \cdot \log K.$$

Da A, D, K und n konstante Größen sind, ist diese Funktion eine lineare Beziehung.

Beim Belichten der Platte ist noch zu beachten, daß man mit den benutzten Schwärzungen in dem Bereich der Platte bleibt, wo diese dem oben genannten Gesetz gehorcht. Bei einer Herzog-„Ortho-Isodux"-Platte umspannte dieser Bereich ein Intensitätsintervall, das zwischen 2 und 8 Einheiten der Belichtung lag. Der Schwellwert der Platte lag bei 0,5 Einheiten. Ein auf diese Weise hergestellter photographischer Keil entsprach den im Anfang gestellten Forderungen.

Um den Beginn der Schwärzung besser erkennen zu können, wurde der photographische Keil mit einer Teilung versehen, die mit „Pelikantusche" hergestellt war. Deckt man nun den Spalt eines Spektrographen der Länge nach mit diesem Keil ab, so ist das Spektrogramm von Linien längs des Spektrums durchzogen, die nur durch den Kontrast der Schwärzung hervortreten. Der letzte sichtbare Streifen ist der Indikator für den Beginn der Schwärzung. Um diesen Streifen möglichst genau bestimmen zu können, wurde mit einem Spalt die auszumessende Stelle herausgeblendet und mit einer Vergrößerungseinrichtung beobachtet. Dieser Spalt wies die gleiche Krümmung wie die Linien der auszumessenden Spektrogramme auf. Hat man nun auf dieselbe Platte ein Spektrum mit bekannter und eins mit unbekannter Intensitätsverteilung aufgenommen, so ergibt der Quotient der Streifenzahl in beiden Spektren das Intensitätsverhältnis der beiden Spektren. Um eine genaue Feststellung zu ermöglichen, ist es notwendig, die Beleuchtung der Platte so zu wählen, daß nicht etwa eine wenn auch geringe Blendung den Beobachter stört.

Zur Prüfung des so hergestellten Keiles wurden Absorptionsspektren mit bekannter Absorption untersucht. Bei der Untersuchung von Absorptionsspektren besteht noch

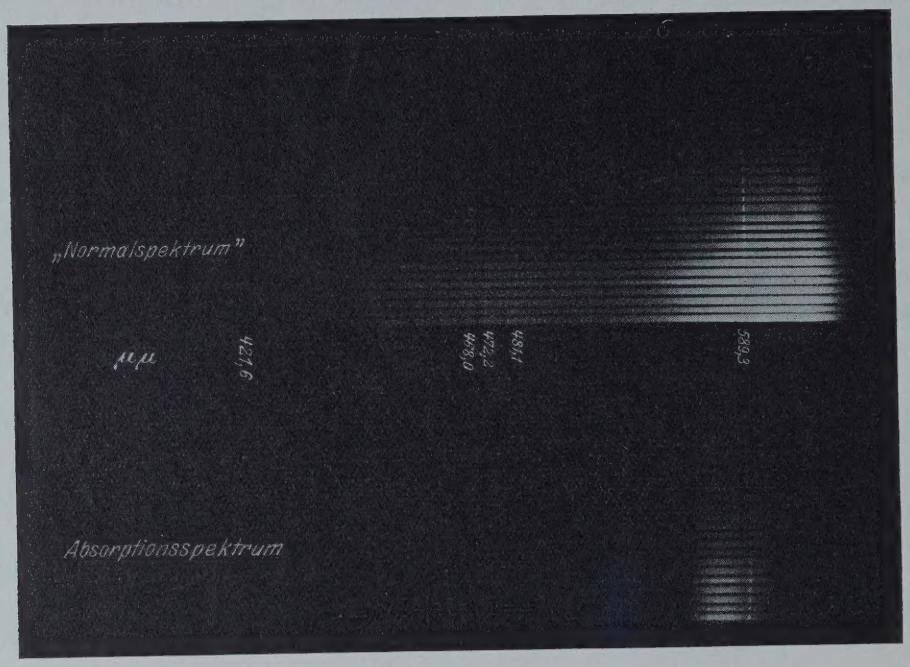


Abb. 1. Spektrogramm des Glases V. G. 3.

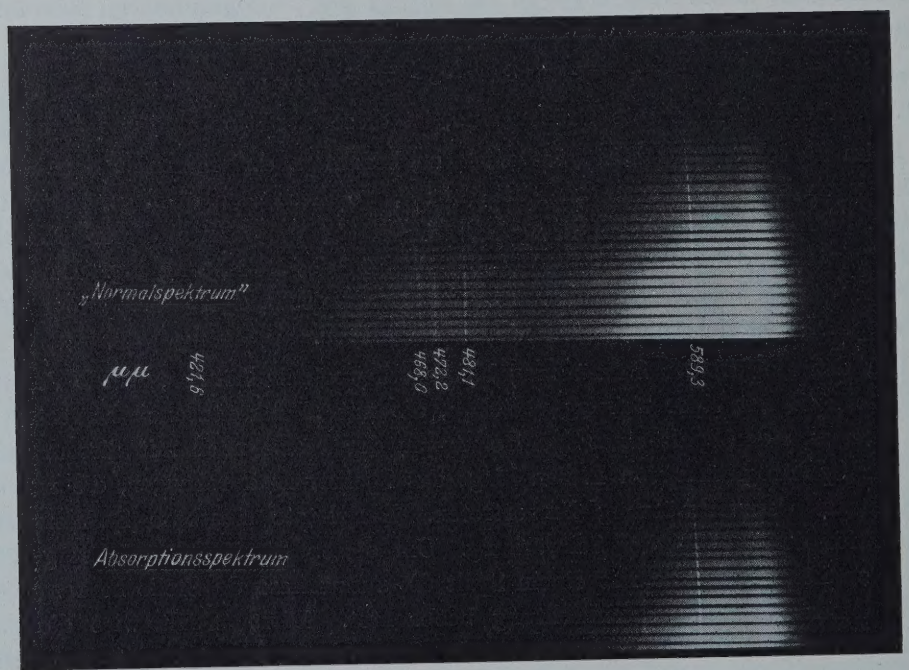


Abb. 2. Spektrogramm des Glases G. G. 11.

der große Vorteil, daß alle Fehler, die durch ungenügende Kenntnis der Energieverteilung im Spektrum der Beleuchtungsquelle entstehen, sowie die Farbenempfindlichkeit der photographischen Platte, herausfallen.

Es wurden zwei Gläser der Firma Schott und Genossen untersucht. Das erste Glas V. G. 3 war ein Neodymglas von 1 mm Dicke. Es zeigt ein starkes Schwanken des Durchlässigkeitsfaktors in den verschiedenen Spektralbereichen und erwies sich daher zur Prüfung sehr geeignet. Das zweite Glas G. G. 11 war ein Gelbfilter für Kontrastaufnahmen. Es besaß eine Dicke von 2 mm. Die Abb. 1 zeigt das Absorptionsspektrogramm des Glases V. G. 3, Abb. 2 die des Glases G. G. 11. Bei der Ausmessung muß noch beachtet werden, daß das Glas G. G. 11 von mir in einer Dicke von 2 mm untersucht wurde, während die Messungen von Schott und Genossen für eine Dicke von 1 mm vorlagen. Die eigenen Messungen wurden daher auf diese Dicke umgerechnet.

Die Tabelle zeigt die Zusammenstellung der Werte, die zur Zeichnung der beiden Kurven benutzt wurden. Da die Messungen von Schott und Genossen nur für 5 Stellen in dem untersuchten Wellenlängenbereich vorlagen, wurden die Kurven durch Benutzung der von Schott und Genossen angegebenen Kurven ergänzt. Ihre Genauigkeit beträgt $\pm$ 0,02 Einheiten des Durchlässigkeitsfaktors. Mangels genauer Apparatur zur Plattenausmessung sind die eigenen Wellenlängenmessungen mit einem Fehler von $\pm$ 5 $\mu\mu$ behaftet. Dieser Fehler wirkt sich dort besonders stark aus, wo die Durchlässigkeitskurve eine steile Form besitzt. Aus den Kurven ergibt sich die Genauigkeit der eigenen Durchlässigkeitsbestimmungen zu $\pm$ 0,08 Einheiten des Durchlässigkeitsfaktors.

Die folgende Tabelle stellt die Werte zusammen, die zur Zeichnung der Kurven — Abb. 3 und 4 — benutzt wurden.

Glas V. G. 3, 1 mm

Wellenlänge $\mu\mu$	Durchlässigkeit Schott u. Genossen	Durchlässigkeit eigene Messung
700	0,85	—
698	—	0,71
677	—	0,35
644	0,00	0,00
642	—	0,00
589	—	0,59
578	0,65	0,70
562	—	0,77
553	—	0,45
550	—	0,34
546	0,20	0,16
526	—	0,29
518	—	0,69
513	—	0,75
509	0,64	0,66
506	—	0,37
504	—	0,37
501	—	0,25
490	—	0,00
480	0,02	0,00
472	—	0,13
460	—	0,17
456	—	0,13

Ende der Schwärzung

Glas G. G. 11, 1 mm

Wellenlänge $\mu\mu$	Durchlässigkeit Schott u. Genossen	Durchlässigkeit eigene Messung
700	0,99	—
660	—	0,95
650	—	0,95
644	0,99	0,95
615	—	0,95
589	—	0,95
578	0,99	0,95
560	—	0,95
546	0,99	0,93
525	—	0,91
510	—	0,86
509	0,97	—
497	—	0,65
493	—	0,51
490	—	0,32
486	—	0,09
480	0,24	0,05
470	—	0,00
436	0,01	0,00
420	0,00	0,00
400	0,00	0,00

Ende der Schwärzung.

Der „photographische Keil“ kann auch für Untersuchungen im Ultraviolett bis 2800 Å.-E. verwendet werden, wenn die starke selektive Durchlässigkeit, die die Platte

bei 3100 Å.-E. aufweist, beseitigt wird, und außerdem die Schicht von der Glasplatte abgezogen wird. Die starke selektive Durchlässigkeit wird durch Verstärken der Platte mit Quecksilberchlorid (Sublimat) und nachherigem Baden in Ammoniak beseitigt. Dadurch wird die photographische Schicht bis 2800 Å.-E. brauchbar[1]). Die Schicht kann von der Glasplatte durch ca. zweistündiges Baden der Platte in 10prozentiger

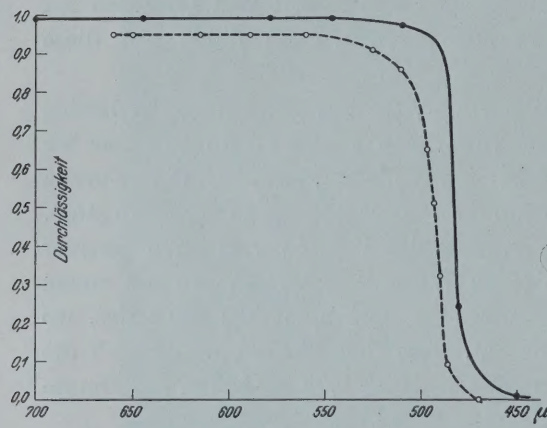


Abb. 3. Durchlässigkeitskurve des Glases G. G. 11, 1 mm stark. (Schott & Gen.)
——— Kurve nach Schott & Gen.
— — — Kurve nach eigenen Messungen.

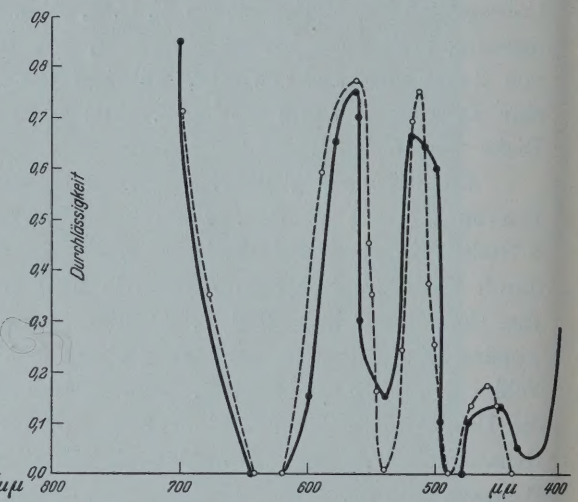


Abb. 4. Durchlässigkeitskurve des Glases V. G. 3, 1 mm stark. (Schott & Gen.)
——— Kurve nach Schott & Gen.
— — — Kurve nach eigenen Messungen.

Formalinlösung entfernt werden. Dadurch wird die Schicht gegerbt, so daß sie sich ohne weiteres abziehen läßt. Bei Schichten, die sich schwer abziehen lassen, empfiehlt Angerer[2]), die Platte nach dem Gerben in Formalin 2 Sekunden in 2prozentige Flußsäure zu tauchen.

Zusammenfassung.

Es wird ein einfaches Verfahren angegeben, einen Keil auf photographischem Wege herzustellen, dessen Absorption eine lineare Funktion seiner Länge ist. Außerdem wird seine Anwendungsmöglichkeit zur Untersuchung der spektralen Intensitätsverteilung beschrieben. Nach dieser Methode werden zur Feststellung der Genauigkeit zwei Gläser untersucht; daraus ergibt sich eine Genauigkeit von $\pm$ 0,8 Einheiten des Durchlässigkeitsfaktors.

Fehler in Hygrometerangaben, hervorgerufen durch falsche Temperatur.

Von

Wilhelm Schmidt in Wien.

Schon die Instrumente zur Messung der Lufttemperatur sind ziemlich selten wirklich befriedigend aufgestellt, bei weitem seltener aber die zur Bestimmung des Feuchtigkeitsgehaltes der Luft. Bereits bei dem Psychrometer verstößt man oft gegen alle Grundsätze, die für eine richtige Ablesung notwendig eingehalten werden müssen: bringt man es in einem geschlossenen Raum an, ohne für ausreichende Ventilation besonders des befeuchteten Thermometers durch einen Motor oder ein Uhr-

[1]) Buisson und Fabre geben diesen Weg in der *Revue d'optique III, (1)* an.

[2]) Dr. E. Angerer, Technische Kunstgriffe bei physikalischen Untersuchungen. Vieweg & Sohn, Braunschweig 1928.

werk zu sorgen, bekommt man die gröbsten Abweichungen. Das mag mit ein Grund sein, weshalb man die bequemeren Haarhygrometer gerade auch für Innenräume in vielen Fällen bevorzugt.

Und doch muß man auch bei diesen streng darauf sehen, daß alle Temperaturfehler vermieden werden. Ist z. B. die Luft knapp am Haar oder Haarbündel bzw. dieses selbst wärmer als die Luft im Raume selbst, deren relative Feuchtigkeit gemessen werden soll, dann sind die Angaben entsprechend zu niedrig; man kann ja unmittelbar bloß die Angabe an dem Orte des empfindlichen Teiles, eben der Haare, erhalten. Um so höher werden diese Fehler, weil in einem bestimmten Bereich die relative Feuchtigkeit viel stärker auf Temperaturschwankungen reagiert.

Zudem erschwert oft nicht bloß die Aufstellung, sondern schon die Konstruktion des Instrumentes ein Vermeiden eines solchen Fehlers. Das ist z. B. in ganz hervorragendem Maße der Fall bei jener Type von Hygrometern, die das Haarbündel im Inneren einer flachen Metalldose enthält. Wegen des beschränkten Raumes ist es fast immer über eine Rolle geführt, die bei der geringen erlaubten Belastung auch die Sicherheit eines klaglosen Arbeitens nicht erhöht. Bei dem Instrument, das den folgenden Beobachtungen zugrunde lag, war der Durchmesser der Dose 10,5 cm, die Vorderwand gebildet von einer Eisenplatte, darüber noch gesondert die Metallscheibe mit der Teilung, über der der Zeiger spielt, dieser geschützt durch eine Glasscheibe — alles ein Musterbeispiel einer wirksamen Behinderung des Temperaturausgleiches. Die Dicke der Dose war 3,5 cm, der Innenraum war mit der Luft außen bloß durch eine Reihe am äußeren Umfang angeordneter Schlitze von je 1 mm Breite bei etwa 1 cm gegenseitigem Abstand verbunden. Eine solche Anordnung ist schon von vornherein zu verwerfen, deshalb wurden zu Versuchszwecken die Stege zwischen den Schlitzen abwechselnd entfernt, so daß die Ventilation auf ein Vielfaches gesteigert wurde. Und trotzdem war das Instrument noch immer nicht brauchbar, es war ein bedeutendes Zurückbleiben der Temperatur im Inneren, damit auch eine Verzögerung der Angaben der Feuchtigkeit zu beobachten.

Um dies auch zahlenmäßig festzustellen, wurde das Instrument zunächst recht niedriger Temperatur ausgesetzt, bis es diese mit Sicherheit in allen Teilen angenommen hatte, und dann in das warme Zimmer gebracht, um den Anstieg der Temperatur im Innenraum der Dose verfolgen zu können. Es war dabei an einem Stativ ganz frei der Luft ausgesetzt, also nicht etwa an die Wand gehängt worden, was ungünstigere Verhältnisse geschaffen hätte. Die Luft im Raume blieb möglichst ungestört und ruhig.

Die Temperaturmessungen wurden, da ein gewöhnliches Thermometer dem Zweck nicht entsprechen konnte, mit einem Thermoelement derselben Bauart vorgenommen, wie ich sie für Bodentemperaturen verwende. Es hat eine sehr geringe Masse und Trägheit und läßt sich ohne weiteres an beliebige Stellen im Inneren des Gehäuses bringen[1]).

Es zeigte sich nun, daß sich Temperaturunterschiede überraschend lange halten, und zwar auch zwischen Stellen, die einander ganz nahe sind. So hatte der obere Teil des Haarbündels längere Zeit hindurch eine um 2^0 höhere Temperatur als dessen unteres Ende; selbst eine Viertelstunde nach Beginn des Versuches wurde frei in der Mitte des Gehäuses, gerade zwischen Vorder- und Rückwand, eine fast $1^1/_2{}^0$ höhere

[1]) Die ursprüngliche, seither verbesserte Form, beschrieben in *dieser Zeitschr.* **46.** *S. 431. 1926.*

Temperatur gemessen als an dem nur wenige Millimeter entfernten Haarbündel selbst, das allerdings wieder nur etwa 3 mm von der Vorderwand abstand.

Wie sehr sich das Zurückbleiben der Temperatur im Instrument störend bemerkbar machen mußte, ist aus der folgenden Zusammenstellung der Meßergebnisse zu entnehmen. Sie enthält in der zweiten Zeile die Temperaturunterschiede, die das Haarbündel noch gegen die Außenluft aufwies, darunter die Werte der relativen Feuchtigkeit, die sich dort bei einem Dampfdruck der Außenluft von 7,77 mm Hg (34,5% relativer Feuchtigkeit bei 24,0° Temperatur) einstellen mußten, in der letzten endlich die so bedingten Fehler.

Zeit nach Hereinnehmen des Instruments in die wärmere Luft:

10	20	30	40	50	60 min
Temperaturunterschied zwischen Haarbündel und Außenluft:					
4,9	2,25	1,59	1,28	1,03	0,70° C
Vom Instrument angegebene relative Feuchtigkeit:					
44,5	39,5	38,3	37,5	36,8	36,2%
Fehler gegenüber dem richtigen Wert:					
10,0	5,0	3,8	3,0	2,3	1,7%

Nach den Temperaturfehlern allein möchte man vielleicht meinen, sie seien, abgelesen von den ersten Augenblicken (hier nicht mit aufgenommen, da die Messungen erst von dem Verschwinden des anfänglichen Beschlages ab ihren Wert gewinnen), doch nicht bedeutend genug, um merkliche Wirkung zu erzeugen. Und doch hält sich, auf relative Feuchtigkeit umgerechnet, noch lange ein Fehler von mehr als 3%, ja nach einer vollen Stunde wären die Abweichungen, zu denen ja noch die individuellen Fehler des Instrumentes hinzukämen, immer noch merklich.

Die vollkommen falsche Konstruktion dieser Art von Haarhygrometern kann wohl nicht besser belegt werden. Der Mangel dieses als „Präzisionshygrometer" bezeichneten Instrumentes liegt nicht allein in der — im Original noch weit mehr — unterdrückten Ventilation, sondern auch in der ziemlich großen, den Temperaturschwankungen gegenüber trägen Masse, mit der die Skala hinterkleidet ist. Und daß das Haarbündel nahe an dieser liegt, macht die Verhältnisse noch ungünstiger.

Viel besser, aber immer noch nicht in jedem Falle günstig, sind jene Bauformen, bei denen das Bündel zwischen zwei Metallstreifen, die es vorne und rückwärts abdecken, senkrecht ausgespannt liegt, etwa in der gewöhnlichen Konstruktion von Lambrechts „Polymeter". Es ist da immerhin möglich, daß die Temperatur zwischen diesen beiden Streifen von jener außerhalb abweicht, insbesondere dann, wenn in der Umgebung starke Temperaturunterschiede bestehen, eine Strahlung das Instrument trifft oder dieses, wie bei den folgenden Versuchen, an der Wand hängt, die kühler ist als die Luft im geheizten Zimmer. Hier sind wieder Messungsergebnisse, die wie die vorhergehenden mit einem Thermoelement gewonnen wurden und zur Berechnung der Werte der relativen Feuchtigkeit dienten, diesmal unter der Annahme, die Luft ganz knapp an der Wand sei gesättigt.

Meßstelle	Temperatur °C	Relative Feuchtigkeit %
1 m vor dem Instrument	22,3	68
3 cm vor dem Instrument	21,8	70
Beim Haarbündel.....	17,5	91
An der Wand.....	16,1	100

Ein zweiter Versuch ergab die gleichen Verhältnisse, die somit als typisch angesehen werden können. Selbst wenn die Beobachtungsbedingungen als günstig angesehen werden können, hat man also mit Fehlern von 20% oder mehr zu rechnen. Immerhin sind unter solchen Umständen auch die Unterschiede im Raume selbst sehr groß, z. B. in $2^1/_2$ m Höhe über dem Fußboden, etwa 1 m höher als das Hygrometer angebracht war, 23,8°, was 62% relativer Feuchtigkeit entsprechen würde, am Boden selbst 14,4°, was eigentlich Kondensation verlangen würde. Es ist vielleicht ganz gut, von solchen Abweichungen zu wissen, wenn aus irgendeinem Grund, z. B. in einer Spinnerei, ein bestimmter Feuchtigkeitsgrad eingehalten werden soll. Man könnte sie in derartigen Fällen wie dem untersuchten dadurch herabmindern, daß die Luft ständig und ausgiebig durchmischt wird. Handelt es sich aber nur darum, verläßlichere Werte über die Feuchtigkeit der Luft zu erhalten, dann wird man das Instrument nicht an der Wand, sondern mehr in der Mitte des Raumes anbringen, und insbesondere seien für den Zweck Bauweisen empfohlen, bei denen das Haar, von allen Seiten frei umspülbar, in einem weiteren Rahmen ausgespannt ist.

Daß die gleichen Vorsichtsmaßregeln, wie sie hier am Beispiel einer Messung im Zimmer erläutert wurden, auch für eine im Freien gelten, daß man also hier das Instrument mindestens ebenso wie ein Thermometer vor Strahlung zu schützen, im übrigen für eine ausreichende Ventilation zu sorgen hat, braucht wohl nicht besonders erwähnt zu werden.

Lehrkanzel für Meteorologie an der Hochschule für Bodenkultur, Wien.

Mechanische Hilfsmittel zur Erzeugung von Parabel, Hyperbel und Steigbogen.

Von
Ingenieur **J. Fritzen** in Essen.

(Fortsetzung von S. 464.)

II.

Zur Vervollständigung sollen noch einige Instrumente zur Erzeugung von Parabel, Hyperbel und Steigbogen dargestellt und beschrieben werden.

1. Die Parabelschere. (Abb. 26.)

Die Schiene *a* ist mit einer Querleiste *b* in einer Bohrung des Lagers *c* wagerecht verschiebbar gelagert. In der Mitte des Lagers *c* befindet sich ein Blatt *d* mit einem Gelenkstück *e*, in dem der Flügel *f* mit seinem Gelenkstück *g* wagerecht drehbar gelagert ist. Der Drehpunkt liegt im Brennpunkt der Parabel. Beim Gebrauch liegt die Schiene *a* auf dem Flügel *f*. Auf der Schiene *a* ist eine Teilung angebracht, deren Nullpunkt in gleicher Höhe mit dem Scheitelpunkt der zu erzeugenden Parabel liegt. Die Teilstriche rücken nach dem Nullpunkt zu enger zusammen, um bei der stärksten Krümmung der Parabel in der Nähe des Scheitelpunktes die meisten Parabelpunkte zu haben. Die gleiche Teilung befindet sich auf dem Flügel *f*; der Nullpunkt hat hier den gleichen Abstand von der Drehachse im Gelenkstück *e* und *g* (Brennpunkt) wie diese Drehachse vom Scheitelpunkt der Parabel. Für die verschiedenen Abstände zwischen Scheitelpunkt und Brennpunkt ist das Gelenkstück *e* in dem Blatt *d* ausziehbar angeordnet. Die gleiche Einrichtung befindet sich im Gelenkstück *g* für den Flügel *f*. Eine Teilung auf beiden Stücken ermöglicht die maßlich genaue und

gleiche Einstellung der gewünschten Abstände. In dem Gelenkstück *e* befindet sich ein Schlitz *i*, der es gestattet, den Scheitelpunkt der Parabel zu sehen.

Beim Herstellen einer Parabel wird auf der Zeichenebene ein senkrechter Riß als Achse und ein wagerechter durch den Scheitelpunkt gezogen. Dann legt man die Schere, wie in Abb. 26 dargestellt, so auf die Zeichenebene, daß der Flügel *f* nach oben steht und seine Meßkante sich mit dem Mittelriß deckt, während der Nullpunkt der Teilung der Schiene *a* auf dem Horizontalriß liegt. In dieser Stellung, die durch das Eindringen der Spitzen *h* in die Zeichenebene festgehalten wird, erscheint der Scheitelpunkt in dem Schlitz *i*. Die Punkte 1—6 der Parabel werden gefunden, indem man bei jedem Punkt die betreffenden Teilstriche auf Schiene und Flügel zusammenbringt — wie Abb. 26 oben für den Punkt 5 zeigt — und in dem Schnittpunkt der Meßkanten einen Punkt auf die Zeichenfläche macht. Die einzelnen Punkte werden dann durch eine stetig gekrümmte Linie miteinander verbunden. Um beim Erzeugen der anderen Hälfte der Parabel die Schiene *a* über das Hindernis des Blattes *d* hinwegzubringen, befindet sich im Lager *c* zu beiden Seiten des Blattes *d* ein Ausschnitt *k*, der ein Hochheben, Verschieben und Senken der Schiene *a* gestattet.

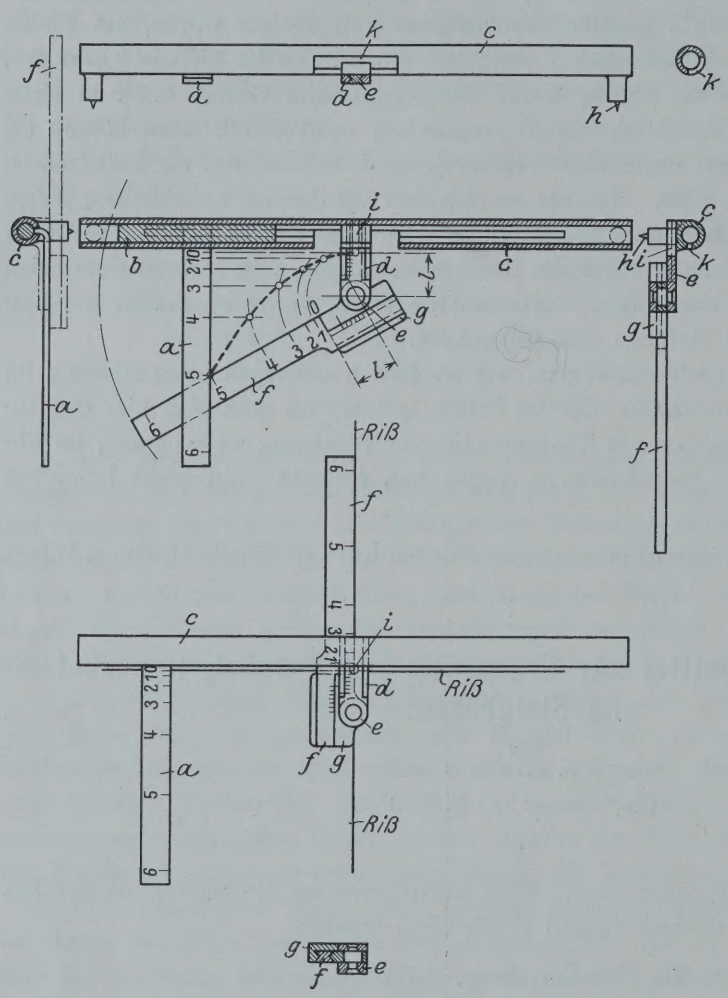


Abb. 26.

Die vorstehend gezeigte Ausführung der Parabel ist richtig, denn der senkrechte Abstand vom Nullpunkt (Scheitelpunkt) bis zur Leitlinie bei der Schiene *a* ist ebenso gleich 1, wie bei dem Flügel *f* der radiale Abstand zwischen Nullpunkt und Drehpunkt (Brennpunkt).

2. Die Hyperbelschere. (Abb. 27.)

Es handelt sich hier um ein Instrument, bestehend aus einer Schiene *i* mit den Spitzen *k*, dem kurzen Flügel *l* und dem langen Flügel *m*. Die Spitzen bilden beim Gebrauch die Brennpunkte. Die Flügel haben eine Teilung ähnlich dem Hyperbellineal in Abb. 17 und können sich um die Achsen *n* und *o* drehen. Beim kurzen Flügel ist der Abstand vom Drehpunkt (Brennpunkt) bis zum Nullpunkt der Teilung

gleich dem Abstand von Brennpunkt bis zum nächsten Scheitelpunkt, beim langen Flügel gleich dem Abstand bis zum übernächsten Scheitelpunkt (Abb. 33); der Abstand ist also beim großen Flügel um die Hauptachse AB größer als beim kleinen. Sowohl die Schiene i als auch die Flügel l und m können verlängert werden; eine Millimeterteilung gibt das Maß der Verlängerung an. Schiene und langer Flügel werden bei jeder Änderung verstellt, während eine Verstellung des kurzen Flügels nur bei Änderung des Abstandes vom Brennpunkt zum nächsten Scheitelpunkt in Frage kommt.

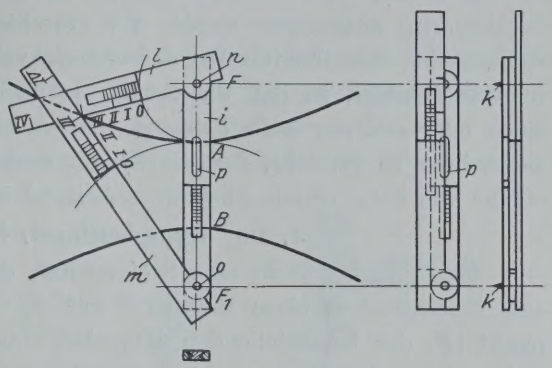


Abb. 27.

Beim Gebrauch wird zunächst der Abstand der Brennpunkte voneinander bei der Schiene i und der Abstand eines Scheitelpunktes von den beiden Brennpunkten bei dem kurzen bzw. langen Flügel eingestellt. Dann wird der Zirkel mit den Spitzen auf die Zeichenebene gesetzt, die Flügel wie in Abb. 27 Mitte zusammengeklappt, so daß sich ihre Teilungskanten und die Nullpunkte der Teilung decken, und der Scheitelpunkt durch den Schlitz p in der Schiene angezeichnet. Hierauf werden die Flügel erst nach der einen und dann nach der anderen Seite hin auseinandergefaltet und nacheinander die Punkte I, II usw. der beiden Flügel zusammengebracht, wobei sich jeweils am Schnittpunkt der Teilungskanten (nach der einen Seite innen und nach der anderen Seite außen liegend) ein Punkt des Hyperbelastes ergibt. Für das Aufzeichnen des anderen Hyperbelastes muß die Schere umgesetzt werden. Die Schere läßt sich aber auch so bauen, daß die Flügel gleich lang und zum Verstellen für kurzen und langen Abstand eingerichtet sind; ein Umlegen der Schere für den anderen Hyperbelast ist dann nicht erforderlich, dafür müssen aber in diesem Falle beide Flügel nochmals verstellt werden.

3. Der Steigbogenzirkel. Bauart 2. (Abb. 28.)

Hier ist zur Ausführung der Steigungsbewegung statt Zahnstange mit Trieb wie bei der ersten Ausführungsform (siehe den ersten Aufsatz) ein Schnurrollenzug vorgesehen. Statt des Zahntriebs ist die Schnurrolle n auf den Zapfen der Kurbel m aufgeschoben. In der Ruhestellung ist die Schnur u (oder Band u. dgl.) an der Schnurrolle n mit einem Stift oder dgl. im Berührungspunkt von Schnur und Rolle befestigt. Das freie Ende der Schnur ist auf der Lagerplatte r parallel mit der Kulisse g laufend befestigt.

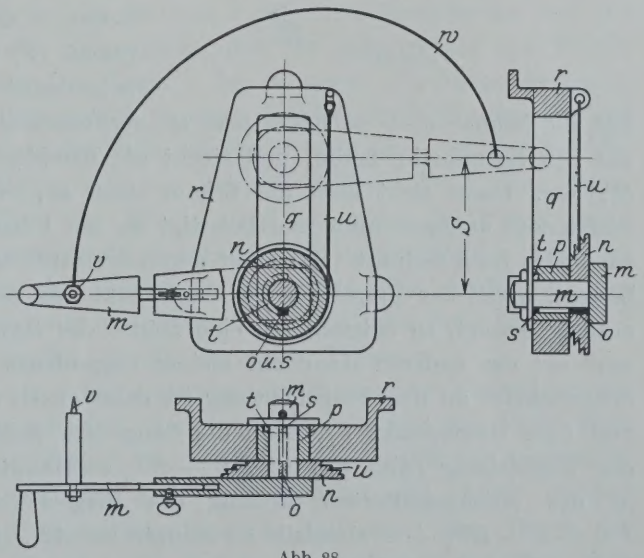


Abb. 28.

Bei der Drehung der Kurbel m um 180^0 wickelt sich die Schnur u auf die Rolle n auf, und die Rolle mit Kurbel geht hoch. Die Länge des Halbkreises der

Rolle ist dabei gleich der Steighöhe. Die übrige Einrichtung ist im wesentlichen wie bei der ersten Ausführungsform.

Bei der zweiten Ausführungsform ist auch eine andere Möglichkeit dargestellt für die Erzeugung verschieden großer Steigbögen. Der Hebel der Kurbel *m* kann teleskopartig ausgezogen werden für verschieden große Spannweiten, statt der Verstellung des Schreibstiftes bei der ersten Ausführung. Die Schnurrolle *n* ist als Stufenrolle ausgebildet, so daß die Schnur je nach der gewünschten Steighöhe *S* auf der einen oder anderen Rolle befestigt werden kann; dabei wird auch der Aufhängepunkt der Schnur so verstellt, daß die Schnur senkrecht läuft. Ein Auswechseln des Trieborgans wie beim ersten Ausführungsbeispiel ist also nicht erforderlich.

4. Der Hyperbelflügel. Bauart 1. (Abb. 29.)

Der Flügel *a* stellt eine Schiene dar, die an einem Ende eine Bohrung besitzt zum Durchstecken eines Bolzens *b* mit Spitze. Diese Spitze wird in einen Brennpunkt (*F*) der herzustellenden Hyperbel eingesetzt, so daß sich der Flügel um den Bolzen bzw. den Brennpunkt drehen kann. Die eine Kante des Flügels deckt sich in der Nullstellung mit der Hyperbelachse. An dieser Seite des Flügels ist eine Schnur *c* mit Öse *d* mittels eines durchgesteckten Stiftes *e* mit dem unteren Ende des Flügels verbunden. Um verschiedene Größen von Hyperbeln herstellen zu können, sind in dem Flügel eine Reihe von Stiftlöchern vorgesehen. Am freien Ende der Schnur ist ein Knopf mit Spitze *f* befestigt, der in den andern Brennpunkt (F_1) eingesteckt wird. Bolzen *b* und Stift *e* sind mittels Kettchen am Flügel aufgehangen.

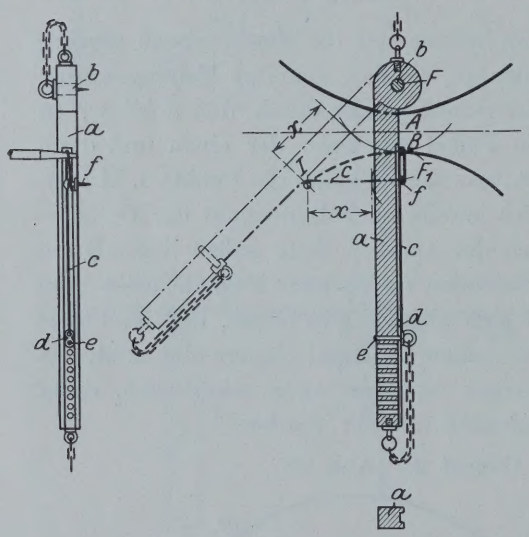


Abb. 29.

Soll eine Hyperbel erzeugt werden, so wird der im Auge des Flügels *a* sitzende Bolzen *b* mit seiner Spitze in einen Brennpunkt (*F*) eingesetzt, dann setzt man den Schreibstift in einen Scheitelpunkt (*B*) ein, legt die Schnur *c* — nachdem man sie gegebenenfalls von dem Flügel gelöst hat — um den Schreibstift herum und steckt die Knopfspitze *f* in den andern Brennpunkt (F_1) ein. Dann zieht man die Schnur straff an, wobei der Flügel gegen Schreibstift und Knopf anliegen muß und befestigt sie am Flügel, indem man den Stift *e* in ein passendes Loch einführt. Wird nun der Schreibstift bei stets straffer Schnur nach links bewegt, wobei der Flügel zur Seite schwenkt und der Schreibstift sich an dem Flügel entlang bewegt, so entsteht die eine Hälfte des Hyperbelastes. Bei dieser Bewegung muß mit der anderen Hand ein kleiner Gegendruck ausgeübt werden. Der Weg des Schreibstiftes an dem Flügel entlang ist dabei gleich der Verlängerung seines Abstandes von dem Brennpunkt F_1, denn die Länge der Schnur *c* bleibt immer dieselbe. In der Nullstellung (Abb. 29) ist $FB - BF_1 =$ Hauptachse AB. Ist die Verlängerung in der strichpunktierten Stellung des Flügels (Schreibstift bei I) $= x$, so ist $FB + x - BF_1 + x$ ebenfalls = Hauptachse AB. (Siehe auch im ersten Aufsatz die Beschreibung der Hilfsmittel zur Erzeugung der Hyperbel.)

Für das Aufzeichnen der rechten Hälfte des Hyperbelastes muß der Flügel umgekehrt werden, so daß die Schnur nach links zu liegen kommt.

5. Der Hyperbelflügel. Bauart 2. (Abb. 30.)

Diese Bauart unterscheidet sich von der vorbeschriebenen im wesentlichen nur dadurch, daß ein Lager und eine Feder hinzutreten, um das Gegenhalten von Hand beim Gebrauch zu vermeiden. Auch sind dabei zwei andere Vorrichtungen dargestellt zum Einstellen der richtigen Schnurlänge.

Der Flügel *a* stellt eine Schiene dar, die an einem Ende mit dem Bolzen *b* in dem Lager *c* drehbar gelagert ist. Auf beiden Seiten des Lagers befinden sich je zwei Spitzen zum Eindrücken in die Zeichenebene. Die Spitze am Bolzen *b* wird beim Gebrauch in einen Brennpunkt eingesetzt. Die eine Kante des Flügels deckt sich in der Nullstellung mit der Hyperbelachse. An dieser Seite des Flügels ist eine Schnur *d*, die am freien Ende einen Knopf *e* mit Spitze trägt, angebracht. Die Schnur ist auf einer Rolle *f* aufgewickelt, die am unteren Ende des Flügels gelagert ist. Am Rande der Rolle sind einige halbrunde Rasten angebracht zum Einstellen der richtigen Schnurlänge für verschieden große Hyperbeln. Der an einem Kettchen hängende Stift *g* wird durch das Loch im Flügel und einen Rollenausschnitt gesteckt und sichert so die Rolle *f* gegen Verdrehen. Um beim Gebrauch den nötigen Gegendruck zu haben und den Flügel in die Ruhelage zurückzubringen, ist unterhalb des Drehpunktes eine Feder *h* angebracht, die einerseits in eine Öse am Lager und andererseits in eine solche am Flügel *a* mit Vorspannung eingreift, wobei der Flügel in der Nullstellung eine Begrenzung am Lager *c* findet. Beim Nichtgebrauch wird das eine Federende ausgehakt und der Flügel um 270° rechtsherum gedreht, wobei er sich in den Ausschnitt des Lagers *c* legt, damit das Instrument beim Verpacken nicht so sperrig ist.

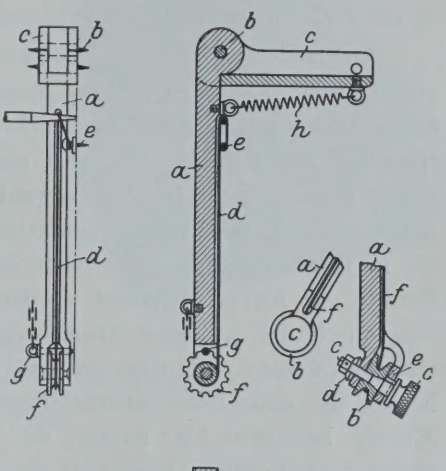


Abb. 30.

Beim Gebrauch wird die Spitze des Bolzens *b* in einen Brennpunkt und die andere Spitze so in die Zeichenebene eingedrückt, daß die Schnurkante des Flügels sich mit der Hyperbelachse deckt. Das Lager *c* ist so gegen Verdrehen gesichert. Wie bei Bauart 1 setzt man den Schreibstift in einen Scheitelpunkt (*B*) ein, legt die Schnur *d* — nachdem der Stift *g* aus der Rolle gezogen worden ist — um den Schreibstift herum und steckt die Knopfspitze *e* in den anderen Brennpunkt (F_1) ein. Dann zieht man durch Drehen der Rolle *f* die Schnur straff an, wobei der Flügel gegen Schreibstift und Knopf anliegen muß, steckt den Stift *g* in das zugehörige Loch im Flügel und gleichzeitig durch eine der Rasten an der Rolle. Die Ausführung der Hyperbel erfolgt in gleicher Weise wie bei Bauart 1, nur braucht kein Gegendruck gegen den Flügel *a* ausgeübt zu werden, da dies die Feder *h* besorgt.

In der Abb. 30 rechts ist noch eine besondere Ausführung der Einstellung der Schnurrolle dargestellt. (Statt der schrägen Anordnung der Rollenachse kann diese auch wagerecht erfolgen.) Das untere Ende des Flügels *a* ist gabelförmig ausgebildet und nimmt eine Rolle *b* auf, die auf einer Achse *c* mit Knopf und Mutter drehbar gelagert ist. Die Achse greift mit einem kegelförmigen Teil unter dem Druck der Scheibenfedern *d* in die Rolle *b* ein und verhindert so ein Verdrehen derselben (Reibungskuppelung). Die in einen Schlitz des Flügellagers eingreifende Nase *e* an der Achse *c* verhindert in der Ruhestellung ein Verdrehen der Achse und damit der mit

ihr gekuppelten Rolle *b*; auch hat sie den Zweck, die zwecks Freimachung der Rolle herausgezogene Achse durch eine kleine Drehung in dieser Stellung zu erhalten. Um ein gutes Eintreten des Kegels zu gewährleisten, befindet sich zwischen dem Bund des Knopfes und dem Flügel *a* etwas Spielraum.

Beim Gebrauch wird die Achse *c* an ihrem Knopf gegen den Druck der Scheibenfedern *d* nach außen gezogen und dann etwas zur Seite gedreht, damit sich die Nase *e* auf der Fläche des Lagers aufsetzen kann. Nach dem Straffziehen der Schnur *f* mittels der Rolle *b* wird die Achse wieder so weit gedreht, daß sie unter dem Druck der Federn *d* mit ihrer Nase in die entsprechende Nute und der Klemmkegel schließend in die Rolle eintreten kann, wodurch das Feststehen derselben bewirkt wird.

Beim Gebrauch dieser mechanischen Hilfsmittel wird nicht nur die Herstellung von Parabel, Hyperbel und Steigbogen vereinfacht und erleichtert, sondern das Wesen dieser Kurven tritt dabei auch schärfer hervor, als dies bei der zeichnerischen Konstruktion der Fall ist. Es wird also auch in unterrichtlicher Beziehung ein Vorteil erzielt (Lehrmittel). Das gilt sowohl für die einzelnen Zirkel, die eine Erzeugung der Kurventeile in einem Zuge gestatten, wie auch für die Lineale, Winkel, Scheren usw. die in ihrem Gebrauch sich mehr der zeichnerischen Konstruktion nähern, indem nur Punkte der Kurve festgelegt werden. Dieses Hervortreten der Gesetzmäßigkeit erklärt sich durch die geringere Anzahl von Handgriffen gegenüber der zeichnerischen Herstellung, woraus sich eine größere Übersichtlichkeit und Klarheit ergibt. Beim Gebrauch der oben beschriebenen Parabelschere und Hyperbelschere tritt das Wesen der Kurven besonders klar zutage, da je zwei Lineale (Flügel) die Abstände von Brennpunkt und Leitlinie bzw. von den beiden Brennpunkten (Leitstrahlen) gut veranschaulichen. Für die Herstellung des Steigbogens bestand aber bisher — wie schon im ersten Aufsatz kurz bemerkt wurde — überhaupt keine richtige Konstruktion. Eine wesensgerechte Ausführung eines Steigbogens wird erstmalig durch die hier beschriebenen Hilfsmittel erreicht; auch ist im ersten Aufsatz (Abb. 24) eine entsprechende zeichnerische Konstruktion dargestellt, die für das geometrische Zeichnen von Bedeutung ist. Die Vielfalt der Ausführungsformen gestattet, sich dem jeweiligen Bedürfnis und den für diesen Zweck bei den Käufern verfügbaren Mitteln gut anzupassen.

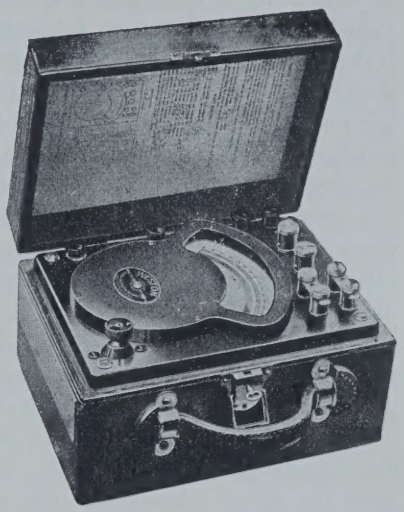
Wattmeter für Stromkreise mit sehr geringem Leistungsfaktor.

Von
E. Kühnel in Berlin.

In *dieser Zeitschrift 48. S. 127. 1928* wurden Instrumente beschrieben, welche zur Messung bei niedrigem Leistungsfaktor bestimmt sind. Es wurde hierbei auf ein dynamometrisches Weston-Wattmeter hingewiesen, dessen Spulen den 5fachen Normalstrom aushalten, welche also schon für $\cos\varphi = 0{,}2$ einen vollen Skalenausschlag geben. Weston hat dieses Instrument noch weiter durchgebildet und ein neues Modell geschaffen, welches ebenfalls eisengeschirmtes Meßwerk besitzt und außerdem die folgenden Eigenschaften aufweist.

In das Instrument (siehe Abb.) sind zwei Spannungspfade für 11 und 110 V, sowie zwei Strompfade für 5 und 10 A eingebaut. Die Wicklungen der Spannungspfade sind so bemessen, daß sie an der 11-V-Klemme 10fach und an der 110-V-Klemme 2fach überlastbar sind. Beim Anschluß von 110 V an die 11-V-Klemme kann somit ein voller Skalenausschlag bei $\cos\varphi = 0{,}1$ erreicht werden.

Um eine schädliche Erwärmung der Spulen zu vermeiden, war es notwendig, dem Instrument eine erhöhte Empfindlichkeit zu geben. Es gelang Weston, diese auf 5 mA bei vollem Skalenausschlag zu treiben, trotzdem das Drehsystem in Spitzen gelagert und ausgezeichnet gedämpft ist.



Das Instrument ist also einerseits in Stromkreisen mit sehr geringem cos φ, andererseits aber in allen solchen Fällen mit gutem Erfolge verwendbar, wo der Verbrauch eines normalen Wattmeters die Stromquelle schon unzulässig belasten würde; beträgt doch der Eigenverbrauch nur etwa $^1/_6$ desjenigen eines normalen Wattmeters.

Die Genauigkeit des Instrumentes wird mit $0{,}25\,^0/_0$ des vollen Skalenwertes gewährleistet, liegt also weit innerhalb der Klasse E.

Frequenzänderungen bis 133 Hz sind ohne Einfluß auf die Anzeigegenauigkeit.

Die Daten des Instrumentes sind folgende:

Spannungspfad.

Meßbereich 11 V, Widerstand ca. 2200 Ω, überlastbar bis 110 V,
„ 110 V, „ „ 22000 Ω, „ „ 220 V.
Selbstinduktion im Spannungspfad 4,1 mH.

Strompfad.

Meßbereich 5 A, Widerstand 0,12 Ω, Selbstinduktion 0,18 mH,
„ 10 A, „ 0,03 Ω, „ 45 μH.

Referate.

Über das zeitgemäße Spiegelteleskop und neuzeitliche Astrophotographie.

The Thomas Young oration: The modern reflecting telescope and the new astronomical photography.

Von G. W. Ritchey. *Transact. Opt. Soc.* **29**. *S. 197—224. 1927/28.*

Ritchey steht als Fachmann auf dem Gebiet der Astrophotographie wie auf dem der dazu benötigten Instrumente unbestritten an erster Stelle. Deshalb beanspruchen die Ausführungen seiner Thomas Young Rede, auch wenn sie sich an einen breiteren Hörerkreis wenden und deshalb vielfach diesem Umstand Rechnung tragen müssen, ganz besonderes Interesse, um so mehr als sie seine reichen Erfahrungen auf beiden Gebieten sehr eindrucksvoll zusammenfassen. Daß dabei frühere Forschungsergebnisse gegenüber Erkenntnissen, die er erst in den letzten Jahren gewonnen hat, etwas in den Hintergrund treten, ist natürlich. Wenn Ritchey Pläne entwickelt für einen Riesenreflektor, der hinsichtlich seiner Größe jede bisherige Vorstellung übersteigt, mit einem Durchmesser des Hauptspiegels von 6 m, so bürgt sein Name dafür, daß diese Pläne, in denen seine Ausführungen gipfeln, technisch auch zu verwirklichen sind und für die Wissenschaft einen Sinn haben. Denn er hat die Anfertigung großer astronomischer Spiegel und Spiegelfernrohre seit Jahrzehnten betrieben. Er hat diese Fertigkeit zu einer Kunst entwickelt, die nur auf der Grundlage besonderer Veranlagung, unermüdlicher und systematischer Studien, vor allem auch der rein technischen Fragen und langjähriger immer auf Vervollkommnung bedachter astrophotographischer Arbeit wachsen konnte.

Zunächst berichtet der Verf. ausführlich über seine Versuche zur Verbesserung der Spiegel selbst. Bei Schleifarbeiten mußte er immer wieder feststellen, daß die Herstellung massiver Glas-

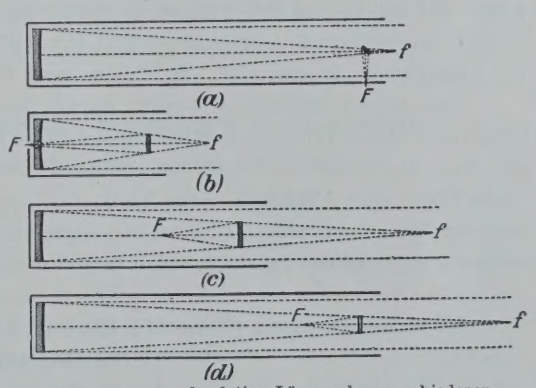
blöcke für ganz große Spiegel nur unvollkommen gelingt. Immer ließ die Homogenität des Glases zu wünschen übrig. Denn einmal treten im Inneren des gegossenen Blockes unzählige kleine Blasen auf, das andere Mal wird die Härte des Glases durch eine teilweise Entglasung, die durch den notwendigerweise verhältnismäßig lange dauernden Kühlprozeß bedingt wird, beeinträchtigt. Eine Aufnahme, die dem Aufsatz beigegeben ist, die den Hooker-Spiegel (Mt. Wilson Observatorium) in der Poliermaschine hochkant hängend zeigt, läßt die ungezählten Bläschen im Inneren des Glasblockes deutlich erkennen. Auch weitgehend homogene massive Glasspiegel können hohe Ansprüche nur wenig befriedigen, da sie infolge der unvermeidlichen Temperaturschwankungen unerwünschten und die astronomischen Arbeiten sehr störenden Änderungen der optischen Flächen ausgesetzt sind, die durch die Dicke des Glasblockes und die Zusammensetzung des Glases beeinflußt werden. Gegossene Metallspiegel können als optische Spiegel in strengem Sinne deshalb nicht bezeichnet werden, weil die Flächen auch nach der feinsten Politur körniges oder kristallisches Gefüge behalten und auch schon Schmelzen mäßiger Größe poröse Stellen aufweisen, die für die optische Arbeit sehr lästig sind. Metallspiegel scheiden deshalb allein schon für astrophotographische Zwecke aus. Dagegen lassen optisch polierte Flächen glasartiger Stoffe auch bei Anwendung stärkster Mikroskopvergrößerung eine Struktur nicht erkennen. Das ist aber von wesentlicher Bedeutung für die Struktur des auf die geschliffene Fläche aufzubringenden Silberüberzuges.

Um die Schwierigkeiten, die massive Glasblöcke bedingen, zu vermeiden, ersann der Verf. die Spiegelkonstruktion, die er als „Zellenspiegel“[1]) bezeichnet. Der Körper des Zellenspiegels besteht aus einem Zellensystem, das aus verhältnismäßig dünnen, zum Zwecke der Temperierung des Ganzen mit Bohrungen versehenen Platten aus Glas oder Quarzglas, die miteinander verkittet werden, gebildet wird. Die Seite des Zellensystems, die die eigentliche Spiegelplatte tragen soll, erhält ein der vorgebogenen verhältnismäßig dünnen Spiegelplatte entsprechendes Profil. Die Spiegelplatte wird, da sie vorgebogen ist, durch das Schleifen an keiner Stelle erheblich geschwächt; sie wird mit dem Zellensystem ebenso verkittet wie die ebenfalls dünne ebene Glasplatte, die die Rückseite des Zellenspiegels bildet. Der ganze Zellenspiegel ist wesentlich leichter als ein massiver von demselben Durchmesser, denn er wiegt nur ein Viertel eines solchen; dabei weist er aber gute statische Eigenschaften auf. Die Anfertigung des Zellensystems erfordert besondere Sorgfalt. Voraussetzung für das Gelingen ist, daß die Platten des Zellengerüstes sich physikalisch vollkommen gleich verhalten. Sie müssen gleich dick sein, gleichen Ausdehnungskoëffizienten und gleichen Brechungsquotienten aufweisen und außerdem frei von Blasen und Streifen sein. Den Bau des Zellengerüstes erläutert der Verf. durch zwei Abbildungen. Außer den Vorteilen, die jeder Glasspiegel zeigt, weist der Zellenspiegel folgende auf: er ist leicht; die optische Fläche kann durch Temperierung des ganzen Spiegels von Deformationen frei gehalten werden; das Spiegelinnere ist zugänglich, so daß mit einfacheren Mitteln als bei einem massiven Spiegel die gegen Durchbiegung gesicherte Lagerung im Fernrohrtubus erreicht werden kann; unabhängig vom Durchmesser des Spiegels kann dessen Körper zur Erhöhung der Steifigkeit beliebig hoch gemacht werden; der Spiegel kann in seine Teile zerlegt zum Aufstellungsort transportiert werden; durch Verwendung von Glassorten mit kleinstem Ausdehnungskoëffizienten zum Bau des Zellengerüstes kann die optische Fläche von Temperatureinflüssen weitgehend unabhängig gemacht werden. Die Bedenken, die hinsichtlich der Wirkung der Verkittung auf die Stabilität des Zellenspiegels auftauchen, werden durch die Tatsache zerstreut, daß sich bei jahrelangen Beobachtungen nicht die geringsten Nachteile bemerkbar machten.

Ritchey wendet sich dann Fragen zu, die das Teleskop selbst betreffen, und bemerkt, daß er bereits 1909 bei seinen Arbeiten mit dem 60-inch-Spiegel (Mt. Wilson) Möglichkeiten, den Typ, den das Instrument verkörpert, zu verbessern, fand. Verbesserungen wurden erforderlich, da es sich als sehr schwer herausstellte, im Newton-Brennpunkt zu photographieren. Außerdem macht sich bei einem parallaktisch aufgestellten Reflektor, auch wenn alle Feinheiten angebracht sind, die nur durch sehr umständliche Einrichtungen zu beseitigende Abhängigkeit des Abstandes des Sekundärspiegels vom Hauptspiegel von der Temperatur sehr störend bemerkbar. Abgesehen davon

[1]) Referat in *dieser Zeitschr. 46. S. 589. 1926.*

befriedigt ein Paraboloidspiegel kurzer Brennweite und großer Öffnung aus dem Grunde sehr wenig, weil er nur in einem begrenzten Gebiet um die Achse durch Koma bzw. Aberration unbeeinflußte Bilder liefert. Mit den Vorarbeiten für den Bau des 101-inch-(Hooker) Spiegels beschäftigt, stellte er sich daher die Aufgabe, einen Reflektortyp zu suchen, der diese erwähnten Mängel nicht aufweist, und studierte zusammen mit Chrétien die Eigenschaften eines kurzen Reflektors, der infolge neuer Formen der optischen Flächen eine ausgesprochene Abänderung des Cassegraintypus, dem er sonst grundsätzlich ähnelt, darstellt und bei einem Verhältnis von Äquivalentbrennweite zu Öffnung von 6 bis 7 : 1 die Aufnahme feinster Nebel noch gestattet. Mit einem Öffnungsverhältnis des großen Spiegels von 4 : 1 und einer Vergrößerung des konvexen Sekundärspiegels von 1,6 bis 1,7-fach wird dieser Bedinguug genügt und läßt sich ein Teleskop bauen, das auch in seinen mechanichen Teilen, da es gedrungen ausfällt, bequem zu justieren ist und verhältnismäßig nur geringen Aufstellungs- und Bewegungsraumes bedarf. Bei der Berechnung der optischen Flächen konnten die von Schwarzschild in seiner Theorie der Spiegelteleskope 1905 gegebenen allgemeinen Formeln nach unerheblichen Änderungen benutzt werden. Die Rechnung wurde für die Bedingung durchgeführt, daß die Koma bei außerachsialen Bildern verschwindet, ohne daß die Güte der Bilder im zentralen Gebiet leidet. Der von Schwarzschild angegebene Spezialfall — mit einem kleinen Konkavspiegel innerhalb der Brennlänge des Hauptspiegels — der trotz seiner Vorteile in optischer Hinsicht erhebliche praktische Nachteile in sich birgt, erscheint Ritchey nur dann zweckmäßig, wenn er als Turmteleskop ausgeführt wird. Gegenüber dem von Schwarzschild angegebenen Reflektortyp ist der von Ritchey-Chrétien für astrophotographische Zwecke im weitesten Umfang geeignet. Weitere Vorteile sind die besondere Spiegelkombination, die eine sehr günstige Lage der Bildebene ergibt, sein kurzer Tubus, der, wie erwähnt, nur verhältnismäßig einfache konstruktive Maßnahmen zur Erhaltung eines Justierzustandes erforderlich macht. Weiter ist nicht zu übersehen, daß der Strahlengang zwischen Haupt- und Sekundärspiegel nicht, wie es bei manchen Cassegrainteleskopen der Fall ist, durch die zwischen beiden Spiegeln liegende Kassette gestört wird. In der Abbildung sind die verschiedenen von Ritchey diskutierten Spiegeltypen zum Vergleich schematisch wiedergegeben. Der Verf. berichtet, daß bei einem eingehenden experimentellen Vergleich — im Laboratorium der Pariser Sternwarte — sein Reflektortyp sich hinsichtlich Bildgüte und des für Messungen nutzbaren Gebietes des Bildfeldes dem Newton-Reflektor überlegen erwies. Eine Abbildung, die außerachsiale Bilder eines künstlichen Sternes zeigt, wie sie sich für den gebräuchlichen Newton-Reflektor bei ebener Bildfläche, für denselben Reflektor auf der geeignetsten konkaven (hyperbolischen) Bildfläche und für einen Ritchey-Chrétien-Reflektor auf der besten konkaven (sphärischen) Bildfläche ergeben, erhärten das erwähnte Ergebnis. Ritchey betont, daß auch bei seinem Spiegel zur restlosen Ausnutzung der optischen Vorteile die Ausführung der mechanischen Teile des Teleskops äußerste Sorgfalt erfordert. Die Vorteile eines Ritchey-Chrétien-Reflektors hinsichtlich des Raumbedarfes treten bei einem ganz großen Spiegel besonders deutlich zutage, wie der Verf. an dem Beispiel eines Spiegels von 6 m Durchmesser erläutert. Die Platten des Zellensystems des Hauptspiegels würden bei diesem Spiegel nur 31,7 mm dick sein. Der eine der beiden konvexen Sekundärspiegel würde eine Brennlänge von 40,8 m, der andere eine von 72 m ergeben. Dabei brauchte die Kuppel nur einen inneren Durchmesser von 38,8 m aufzuweisen, d. h. einen Durchmesser, der die der größten bisher in Gebrauch befindlichen Beobachtungskuppeln nur um etwa $^1/_4$ übersteigt. Weitere Vorteile dieses Reflektortyps, sofern er parallaktisch aufgestellt wird,



Strahlengang und relative Längen der verschiedenen Reflektortypen:

a) Newton-Reflektor (Brennweitenverhältnis $F : f = 6{,}8 : 1$).
b) Ritchey-Chrétien-Reflektor ($F : f = 6{,}8 : 1$).
c) Schwarzschild-Reflektor, Form, die ein nahezu ebenes Bildfeld liefert ($F : f = 3{,}0 : 1$).
d) Schwarzschild-Reflektor, Form, die die besten außerachsialen Bilder ergibt, aber ein leicht gekrümmtes Bildfeld ($F : f = 3{,}0 : 1$).

bestehen darin, daß Länge, Gewicht und Kosten des Tubus nur etwa die Hälfte der eines modernen Newton-Spiegels betragen, und daß bei der Gedrungenheit des Teleskops ein wirksamer Schutz gegen den Einfluß der täglichen Temperaturschwankungen möglich erscheint. Daß die Kürze des Tubus für Justierung und deren Erhaltung wichtig und günstig ist, ist bereits erwähnt worden. Das Beispiel des 6 m-Spiegels erläutert der Verf. noch durch eine Skizze, ebenso wie er den Raumbedarf eines parallaktisch aufgestellten Refraktors (Yerkestyp) eines Reflektors vom Schwarzschildtyp, eines vom Mt.-Wilsontyp und eines vom Typ Ritchey-Chrétien und eines Turmteleskops durch Zeichnung einigermaßen vorstellbar macht.

Das Projekt eines Universal-Turmteleskops von 5 m Öffnung mit einen Coelostatenspiegel von 6 m Durchmesser, beide als Zellenspiegel gebaut, wird sehr ausführlich besprochen. Dieses Teleskop würde eine Vielzahl von Spiegelkombinationen sowohl nach Schwarzschild als auch nach Ritchey-Chrétien gestatten. Auch für dieses Projekt gibt der Verf. eine maßstabgerechte Übersichtsskizze. Die Fülle der wertvollen Einzelheiten, die Ritchey aus seiner reichen Erfahrung heraus in seinen Ausführungen mitteilt, läßt sich naturgemäß in einem Referat nicht annähernd erschöpfen; hier genügt es auch, wenn die instrumentell wichtigsten Punkte erwähnt werden.

Daß Ritchey ein vollendeter Meister auf dem Gebiet der Astrophotographie und ebenso ein Meister in der Herstellung und im Gebrauch des dazu erforderlichen Gerätes ist, erweisen beigegebene Reproduktionen einiger seiner Aufnahmen. *W. Keil.*

Ein allgemeines optisches Gesetz.

Von M. Herzberger. *Zeitschr. f. Physik* **53.** *S. 237—247. 1929.*

Folgendes allgemeine optische Gesetz wird hergeleitet:

„Gegeben seien im Objekt- und Bildraum zwei benachbarte Strahlen in allgemeiner Lage. Seien auf jedem Strahle in Objekt- und Bildraum je ein Punkt gegeben, die auf beiden Strahlen ganz beliebig liegen können, nicht irgendwie konjugiert zu sein brauchen, also etwa auf dem einen Strahl P_1 und Q_1, auf dem zweiten Strahl P_2 und Q_2. Sei $E(P_1 Q_1)$ der Lichtweg zwischen P_1 und Q_1, also die Summe der in den verschiedenen Medien zurückgelegten Strecken, jedesmal multipliziert mit dem zugehörigen Brechungsexponenten, so ergibt sich die Zunahme des Lichtwegs bei Übergang zu den willkürlich gewählten Punkten P_2, Q_2 auf dem Nachbarstrahl zu

$$dE = E(P_2 Q_2) - E(P_1 Q_1) = n' \, Q_2 Q_1 \cos \varepsilon' - n \, P_2 P_1 \cos \varepsilon ,$$

wo ε bzw. ε' die Winkel sind, die Objekt- bzw. Bildstrahl mit $P_1 P_2$ bzw. $Q_1 Q_2$ bilden."

Aus diesem allgemeinen Gesetz werden durch Spezialisierung der Malussche Satz abgeleitet, eine bisher unbekannte Übertragung dieses Satzes auf allgemeine Regelflächen, der Fermatsche Satz, die Grundformeln der Eikonaltheorie sowie eine neue Verallgemeinerung der Straubelschen Sätze über Abbildung eines Linienelements durch unendlich dünne Büschel. Zum Schluß wird der optische Cosinussatz in seiner allgemeinsten Form abgeleitet sowie die noch nicht untersuchte Abbildung der Linienelemente der unendlich fernen Ebene durch ein System betrachtet. *Flügge.*

Untersuchungen über die Eigenschaften erster Ordnung von reellen Strahlensystemen.

Über die geometrische Bedeutung des Rotationswinkels in der Strahlengeometrie.

Von M. Herzberger. *Journ. f. d. reine u. angew. Mathem.* **159.** *S. 36—49. 1928;* **160.** *S. 33—37. 1928.*

Ausgangspunkt für die Untersuchungen bildeten Probleme der geometrischen Optik, bei denen es darauf ankam, die charakteristischen Eigenschaften erster Ordnung eines Lichtstrahlenbündels zu suchen und ihre Änderung bei Brechung und Reflexion zu studieren. Es wird nur das rein Mathematische ohne Anwendung auf die geometrische Optik dargestellt. Bei den Untersuchungen ergab sich die Bedeutung eines bestimmten Winkels, für welchen vom Verf. der Name „Rotationswinkel" geprägt wird; er verschwindet nur für Normalensysteme. Mit Hilfe dieses Winkels, auf dem das Schwergewicht der besprochenen Untersuchungen liegt, gelingt es auch, Licht zu bringen in das bisher ziemlich dunkle Gebiet der Linienkomplexe.

Mit Hilfe dieses Winkels bekommt man einen leichten Überblick über die in einer Strahlenkongruenz enthaltenen Regelflächen. *Flügge.*

Über die Durchrechnung der Größen zweiter Ordnung durch ein optisches System.

Von M. Herzberger. *Zeitschr. f. angew. Mathem. u. Mech.* **8**. *S. 396—402. 1928.*

Gullstrand weist in allen seinen Arbeiten darauf hin, daß ein Fortschritt in der Theorie der optischen Instrumente nur dadurch zu erwarten ist, daß man die differentialgeometrischen Eigenschaften der in der Optik allein zu behandelnden Normalsysteme einer eingehenden Betrachtung unterzieht. Der Verf. zeigt im folgenden, wie man mit Hilfe vektoralgebraischer Methoden einige der für die Praxis wichtigsten Probleme Gullstrands ohne allzuviel Rechnung anschaulich lösen kann, und die Ergebnisse werden so umgewandelt, daß sie für das praktische Rechnen Bedeutung gewinnen können.

Als Gesetz nullter Ordnung wird das Brechungsgesetz bezeichnet. Die Gesetze erster Ordnung geben die Berührungspunkte des Strahls mit den kaustischen Flächen; die Gesetze zweiter Ordnung liefern unter anderem die Gaußische Krümmung der beiden Brennflächenmäntel in den Berührungspunkten.

In der vorliegenden Arbeit werden für einen speziellen Fall, nämlich, wenn ein Hauptschnitt der brechenden Fläche mit einem Hauptschnitt des einfallenden Strahlenbündels entlang eines herausgegriffenen Hauptstrahls zusammenfällt, die Gesetze erster und zweiter Ordnung vollständig aufgestellt. Dieser Fall ist praktisch von besonderem Interesse, da er sowohl den Fall behandelt wo der Hauptstrahl in einem zentrierten System von rotationssymmetrischen Flächen die Achse schneidet, als auch den Fall, wo in einem Prisma der betrachtete Hauptstrahl im sogenannten Hauptschnitt liegt, d. h. in einer Ebene senkrecht zur Prismenkante. *Flügge.*

Über Systeme von ebenen reflektierenden Flächen.

(On systems of plane reflecting surfaces.)

Von T. Smith. *Transact. Opt. Soc.* **30**. *S. 68—78. 1928—29.*

Es wird eine algebraische Methode entwickelt, um die Koordinaten des Bildes eines beliebigen Punktes und der Richtung des bildseitigen Teiles eines beliebigen einfallenden Strahles nach der Reflexion an beliebig vielen ebenen reflektierenden Flächen zu finden. Unter anderem werden geeignete Kriterien gesucht, um feststellen zu können, ob mit einem Prismensystem innere Totalreflexionen erzeugt werden können. *Flügge.*

Ein trichromatisches Kolorimeter mit spektralen Bezugsfarben.

Von W. D. Wright. *Transactions Opt. Soc.* **29**. *S. 225—242. 1927/28.*

An verschiedenen Stellen rüstet man sich, die grundlegenden Beobachtungen der Farbenmetrik mit neueren vervollkommneten Hilfsmitteln zu wiederholen. Diese Messungen wurden seinerzeit in Deutschland von König und Dieterici, in England von Abney ausgeführt, in Amerika stellte Ives weitere ergänzende und berichtigende Versuche an. In der vorliegenden Arbeit beschreibt W. D. Wright vom *Techn. Opt. Dep.* des *Imperial College* in England einen von ihm konstruierten Apparat, mit welchem zunächst die Lage der Spektralfarben in bezug auf ein gewähltes Farbdreieck für eine größere Zahl von Beobachtern, sodann noch eine Reihe von anderen Problemen des Farbensehens untersucht werden sollen. Als Bezugsdreieck ist ein solches aus drei Spektralfarben gewählt, wegen der guten Reproduzierbarkeit. Die Mischung der drei Farben wird durch dasselbe Prinzip bewirkt, das auch dem Maxwellschen Apparat zugrunde lag, nämlich durch die Umkehrung des Strahlenganges eines dispergierenden Prismas. Das Prisma entwirft von einem beleuchteten Spalt ein Spektrum. In der Ebene des Spektrums sind drei schmale spiegelnde Streifen angebracht, die die gewünschten drei Wellenlängen aussondern und mit einer ganz kleinen Neigung in das Prisma zurücksenden, in der Weise, daß der Hinweg des Strahles durch die obere, der Rückweg durch die untere Hälfte des Prismas geht. Die zurückkehrenden Strahlen werden dann rechtwinklig zur Seite reflektiert und treten durch einen Photometerwürfel in ein Beobachtungsfernrohr, dessen Gesichtsfeld also zur einen Hälfte gleichmäßig von der Mischfarbe der drei schmalen Spektralbereiche erfüllt ist. Die Regelung der relativen Intensitäten geschieht durch drei Graukeile, die vor den drei Spiegelstreifen angebracht sind. Die andere Hälfte des Gesichtsfeldes wird

von der gerade zu untersuchenden Spektralfarbe erhellt. Da indessen die Spektralfarben immer gesättigter sind als alle Mischungen aus drei reellen Farben, so muß der untersuchten Farbe zur Entsättigung noch eine bekannte Menge einer der drei Bezugsfarben zugemischt werden, um die beiden Hälften des Gesichtsfeldes auf vollkommene Gleichheit einstellen zu können. Ein solches Gemisch aus der untersuchten Farbe und der „Entsättigungsfarbe" wird durch einen genau entsprechenden Strahlengang hergestellt wie das Gemisch der drei Bezugsfarben, nämlich durch zwei Spiegelstreifen, die in der Ebene eines Spektrums beweglich angebracht sind und das Licht der zwei gewünschten schmalen Spektralbereiche durch das Prisma zurück und ebenfalls in den Photometerwürfel senden.

Ein eigentümlicher Kunstgriff ist angewandt, um den Querschnitt des austretenden Bündels zu vergrößern. Ohne diesen Kunstgriff müßte nämlich das Auge an den Ort eines engen Spaltbildes gebracht werden, was das Gesichtsfeld streifig erscheinen läßt. Um dies zu vermeiden, sind statt der spiegelnden Streifen in der Ebene der Spektren schmale totalreflektierende Prismen verwendet, die für jeden der engen Spektralbereiche in sich rechts und links vertauschen. Dadurch wird erreicht, daß in der Ebene der Austrittspupille statt des Spaltbildes ein kleiner Spektrumsausschnitt entsteht, der breit genug ist, um eine Blende von ca. 0,8 mm Durchmesser ganz mit Licht zu erfüllen. Besondere Sorgfalt ist auch auf die Vermeidung von Streulicht verwendet.

Der Apparat dürfte für die geplanten wissenschaftlich kolorimetrischen Untersuchungen recht geeignet sein. Für technische Zwecke bedeuten die etwas mühsame Eichung und Justierung einen Mangel, so daß hierfür vielleicht, wie auch in der Diskussion Herr Guild ausführte, ein Apparat mit Filtern als Bezugsfarben vorzuziehen ist. Jedenfalls darf man auf die Ergebnisse der mit dem Instrument auszuführenden Messungen gespannt sein. *I. Runge.*

Die Abnahme der Empfindlichkeit des Auges unter der Einwirkung konstanter Lichtreize.

Von H. Schober *und* M. Triltsch. *Sitzungsber. der Wiener Akad.* **137.** *S. 539—550. 1928.*

Zur experimentellen Prüfung der vorliegenden Aufgabe wurde folgende Anordnung benutzt: Man läßt eine bestimmte Zeitlang einen konstanten Lichtreiz S auf die dunkeladaptierte Netzhaut des Auges einwirken. Dadurch wird an der betreffenden Stelle die Empfindlichkeit der Netzhaut herabgesetzt. Nun läßt man auf eine benachbarte, noch ungereizte Stelle desselben Auges einen schwächeren Lichtreiz S_1 einwirken. Der Beobachter muß entscheiden, ob die schwächere Intensität S_1 im ersten Moment dieselbe Empfindung hervorruft wie die länger wirkende Intensität S. Die bei weißem Licht erhaltenen Werte wurden mit der Theorie verglichen und in willkürlichen Einheiten die Konstanten der Hascheckschen Gleichung bestimmt. Durch passende Annahme der Anfangsempfindlichkeit wurde eine Übereinstimmung zwischen den experimentellen Werten und den aus der Theorie folgenden erzielt. *Sp.*

Der Unterwasserfunken als Lichtquelle für Spektralphotometrie im Ultraviolett.

(Use of the under-water spark with the Hilger sector photometer in ultraviolet spectraphotometry.)

Von M. J. McNicholas. *Bureau of Standards, Journ. of Research* **1.** *S. 939—950. 1928.*

Der Hochspannungs-Unterwasserfunken ist bereits vielfach mit Erfolg als Strahlungsquelle für Photometrie im Ultraviolett verwendet worden. Gegenüber Funken und Bogen in Luft hat er den Vorteil, daß sein Spektrum kontinuierlich und gleichförmig im Sichtbaren und Ultraviolett bis zur Grenze der üblicherweise verwendeten Quarzspektrographen verteilt ist. Das gleichförmige kontinuierliche Spektrum ist für quantitative spektrophotometrische Messungen sehr geeignet, erlaubt z. B. die genaue Festlegung scharfer Absorbtionsbanden.

Im *Bureau of Standards* ist der Unterwasserfunken eine Reihe von Jahren in dem a. a. O beschriebenen *(Bur. of Stand. Scient. Pap. Nr. 440; Scient. Pap. Bur. of Stand.* **18.** *S. 121. 1921.)* Aufbau zur photographischen Spektralphotometrie (Hilger-Sektorphotometer und Quarzspektrograph) eingebaut, mit welchem u. a. fortlaufende Untersuchungen über die Absorbtion von Filtern, Indi-

katoren und Farbstoffen angestellt werden. Mit dem Erscheinen des zitierten Artikels ist manches an den Lichtquellen verbessert worden, worüber in der vorliegenden Arbeit berichtet wird.

Der Aufbau ist aus der Abb. 1 ersichtlich, in welcher der Strahlengang links im Grundriß, die Lampe selbst im Aufriß dargestellt ist. Zu beachten ist dabei, daß die Elektroden auf ihrer ganzen Länge mit Ausnahme der kurzen Enden mit Isoliermaterial umkleidet sind, um ein Wandern des Funkens zu vermeiden. Die untere Elektrode und die eine Klemme des Teslatransformators ist geerdet. Das Elektrodenmaterial war meistens Wolfram, aber auch Molybdän, Messing und andere Metalle wurden versucht, ohne wesentlichen Einfluß auf die Natur des Spektrums. Für die gesamte Lichtquelle sind Anordnungen zur horizontalen und vertikalen Orientierung unabhängig von den Elektroden vorgesehen. Das Gefäß ist mit destilliertem Wasser gefüllt, welches aus einem automatischen, elektrisch betriebenen Destillierapparat kontinuierlich nachgeliefert wird. Das nach der Apparatur öffnende Fenster besteht aus Quarzkristall, das andere, zur Justierung dienende, aus Glas. Beide sind zwecks Reinigung leicht zu entfernen.

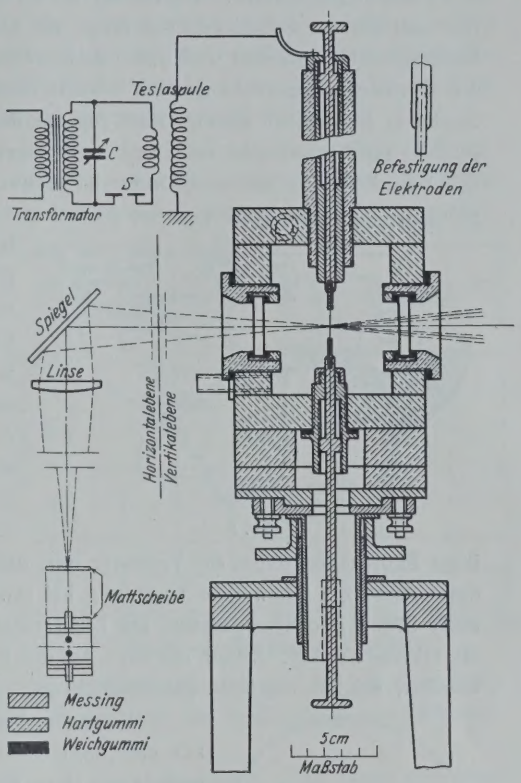


Abb. 1.

Abb. 2 zeigt den Strahlengang im Hilgerschen Sektor-Photometer in Verbindung mit dem Unterwasserfunken. Die letzten beiden Kapitel der Arbeit enthalten eine eingehende Beschreibung der Justierung der Lichtquelle und Unterlagen zur Vervollkommnung des photometrischen Systems.

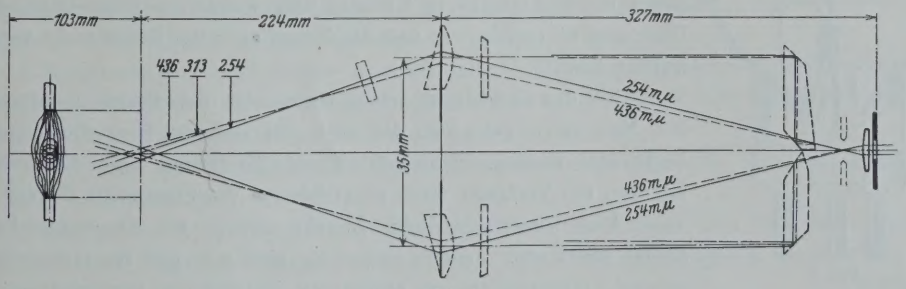


Abb. 2.

Sewig.

Über die elektrolytische Herstellung von Photozellen und deren Verwendung.

Von L. Márton und E. Rostás. *Zeitschr. f. techn. Physik.* **10.** *S. 52—57. 1929.*

Die Verfasser benutzen die von Loebe und Ledig (*Zeitschr. f. techn. Physik* **6.** *S. 287. 1925*). beschriebene, auf einer bereits 1890 von E. Warburg (*Ann. d. Physik*) angegebenen Methode fußende Glaselektrolyse zur Herstellung von Photozellen. Die verwendete Versuchsanordnung wird durch die schematische Zeichnung Abb. 1 verständlich. Ein gewöhnlicher bleifreier Glühlampenkolben, der innen bis auf ein kleines Fenster versilbert wurde, dient als Körper der herzustellenden Photozelle. Ein in den Kolben eingeschmolzenes, ebenfalls bleifreies Glühlampengestell trägt einen für 50 W bei 12—16 V Spannung bemessenen spiralig gewundenen Glühfaden. Die auf diese Weise vorbereiteten Kolben wurden in ein die Anode darstellendes Gefäß getaucht, das ein auf 300° erhitztes $NaNO_3$-$NaNO_2$-Bad enthielt. Die Kolben wurden teils vor Beginn des

Elektrolyseprozesses, teils während der Elektrolyse ausgepumpt und abgeschmolzen, teils auch mit 3—5 mm Argon gefüllt. Durch die Elektrolyse wurden 50—100 mg Na in die Zelle überführt, das sich auf der Silberschicht anfangs als nicht zusammenhängender Überzug niederschlug. Bei kleineren Kolbenformen und unter Anwendung einer geeigneten Kühlung wurde erreicht, daß das Na in einer zusammenhängenden Schicht kondensierte. Damit wurde die Silberschicht überflüssig. Nachdem festgestellt worden war, daß für den Zweck besonders hergestellte bleifreie Glühlampengestelle eine genügende Isolierung der eingeschmolzenen Elektroden gewährleisteten, erwies sich das Verfahren für die technische Herstellung von Photozellen als geeignet. Der Bau der endgültigen Photozelle wird aus der Abb. 2 ersichtlich. In den kugelförmigen Kolben ist ein Glühlampengestell mit 3 Elektroden eingeschmolzen. Zwei Elektroden tragen den Glühfaden, die dritte die durch einen Platin- bzw. Kupfermanteldraht verlängert ist, hat eine Biegung erfahren, derart, daß sie die Kolbenwand in der Nähe der Schmelznaht innig berührt, daß sie „klebt". Die Elektrolyse beginnt erst, nachdem die Zelle gesockelt und evakuiert worden ist. Während der Elektrolyse werden die als Trägerflächen des Na-Kondensats bestimmten Zellenteile durch starken Luftstrom von außen gekühlt. Über die Eigenschaften ihrer Photozellen teilen die Verfasser mit, daß sie solchen anderer Herstellungsart gleichen, daß die Grenze für langwellige Strahlung bei etwa 5500 Å.-E. liegt und, daß bei einer Glühlampe mit einer 2700° Fadentemperatur als Lichtquelle ihre mittlere Empfindlichkeit 3×10^{-10} Amp. pro Meterkerze beträgt. Zellen, die nach Art der Elster-Geitelschen in Wasserstoffentladung aktiviert wurden, zeigten doppelte Empfindlichkeit.

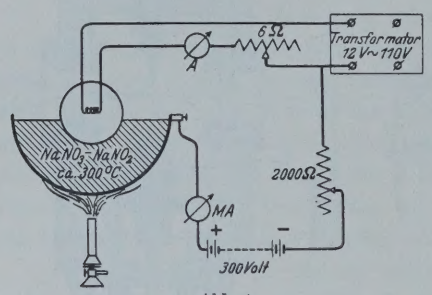


Abb. 1.

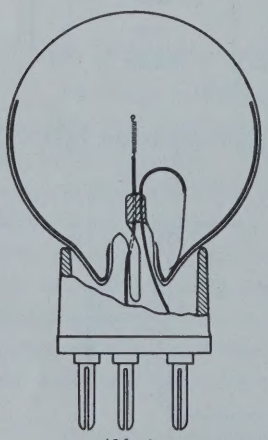


Abb. 2.

Versuche, Kalizellen herzustellen, scheiterten, ergaben aber, daß zur elektrolytischen Herstellung von Kali-Photozellen Kaligläser Voraussetzung sind, deren Na-Gehalt weniger als 0,1 % betragen muß. Das ist technisch aber kaum erreichbar. Bei höheren Na-Gehalten war es unmöglich, zwischen dem ursprünglichen Glas des Kolbens und dem durch die Elektrolyse in Kaliglas umgewandelten Glas einen stetigen Übergang zu erzielen, so daß das Zerspringen der Zellen nicht vermieden werden konnte.

Bei der Elektrolyse traten eigenartige Schattenerscheinungen auf den Natriumspiegeln auf, die auch bei anderen Herstellungsverfahren beobachtet werden. Eine befriedigende Erklärung dieser Erscheinungen konnten die Verfasser trotz ausgedehnter Versuche nicht finden.

Für wissenschaftliche Zwecke reicht die Empfindlichkeit der Zellen nicht aus. Jedoch eignen sie sich sehr gut für technische Messungen, insbesondere zu objektiven Vergleichen verschiedener Lichtintensitäten, wie sie bei der technischen Glühlampenphotometrie erforderlich sind. Da bei derartigen Messungen unmittelbare Messung der Photoströme mittels empfindlicher Galvanometer nicht erforderlich sind, reichen in Verbindung mit Verstärkereinrichtungen weniger empfindliche Meßinstrumente aus. Die Verfasser geben eine Verstärkeranordnung mit elektrischer und eine mit Photozellen-Kompensation an, die für technische Messungen, wie die Versuche ergaben, sehr geeignet sind. Hinsichtlich der weiteren Einzelheiten gibt die Originalarbeit ausführlich Auskunft.

W. Keil.

Nullpunktsänderungen bei Alkoholthermometern.

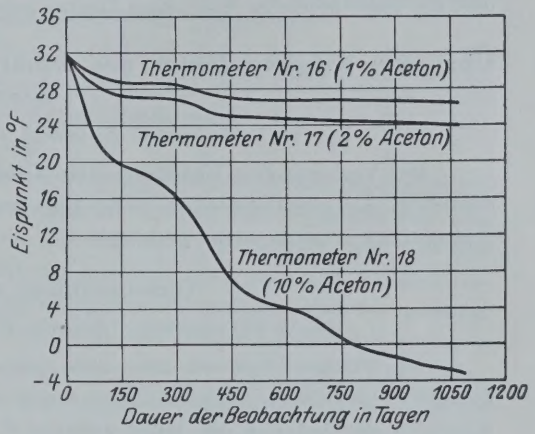
(Changes of Zero in Spirit Thermometers.)

Von F. W. Higgins und E. G. Bilham. *Professional Notes No 51 (Vol. IV. Nr. 11). Air Ministery, Meteorological Office.* London 1929.

Bei der Überwachung meteorologischer Stationen zeigte sich, daß die als Minimumthermometer verwendeten Weingeistthermometer nach einigen Jahren des Gebrauchs beträchtliche Eis-

punktsdepressionen aufweisen. Bei der Forschung nach der Ursache dieser Erscheinungen konnten Volumänderungen des Glases wegen ihres gegenüber der Ausdehnung des Alkohols geringen Beträge unberücksichtigt bleiben; auch ist diese Volumänderung normalerweise eine Kontraktion, müßte also den entgegengesetzten Effekt bewirken. Die Möglichkeit des Verlustes an thermometrischer Substanz durch kapillare Risse konnte experimentell ausgeschlossen werden. Das Ergebnis ist also zunächst, daß sich im Laufe der Zeit das Volumen der Füllung änderte. —

Da nicht einzusehen ist, weshalb das Volumen von reinem Alkohol sich ändern soll, andererseits bekanntlich Azeton unter dem Einfluß des Lichtes Kondensationsprodukte bildet, lag die Annahme nahe, daß die beobachteten Depressionen auf Verunreinigungen zurückzuführen sind. Zu Versuchszwecken wurden 6 Thermometer hergestellt, je zwei mit Äthylalkohol, Methylalkohol und einer Mischung von 50 % Methylalkohol mit 50 % Azeton. Während die kein Azeton enthaltenden Thermometer über mehrere Jahre vollkommen konstant blieben, zeigten die Azeton thermometer eine sehr beträchtliche Eispunkts depression. Daraufhin wurde eine Reihe von Versuchen mit verschiedenen Konzentrationen des beigemischten Azetons angestellt, von denen die Abbildung einen Teil der auffallendsten Ergebnisse zeigt. Die ähnlichen Schwankungen der drei Kurven sind, wie sich an der Zeitachse leicht verfolgen läßt, auf die infolge der verschiedenen Jahreszeiten verschiedenen Beleuchtungen zurückzuführen. (Die Beobachtungen begannen im Juli.)



Aus den Untersuchungen ergaben sich die folgenden Regeln für die Anfertigung von Alkoholthermometern:

1. Azetonverunreinigungen sind möglichst weitgehend zu vermeiden. Man lasse sich vom Lieferanten Azetonfreiheit garantieren.

2. Weil Methylalkohol sehr schwer frei von Azeton zu bekommen ist, sollte es, sowohl in handelsüblicher, als nochmals destillierter Form nicht verwendet werden. Auch Mischungen von Äthyl- und Methylalkohol sind zu vermeiden.

3. Zusatz von Anilinfarben zu reinem Äthylalkohol verändert die Stabilität des Eispunkts nicht.

4. Die Natur des über der Säule stehenden Gases (Stickstoff oder Luft) scheint auf das Verhalten des Instrumentes keinen Einfluß zu haben.

5. Die beim Azeton auftretende Eispunktsdepression erscheint nur, wenn die Thermometer dem Licht ausgesetzt sind.

6. Mit reinem Äthyl- oder Methylalkohol gefüllte Thermometer sind über Jahre stabil.

Im Anhang sind Bemerkungen von R. Robertson über die Reinigung der Alkohole wiedergegeben. *Sewig.*

Einfluß von Temperatur und anderen Faktoren auf die Leistung von Bleiakkumulatoren.

Von G. W. Vinal *und* C. L. Snyder. *Vortrag auf der Jahres-Vers. d. Amer. Electrochem. Soc. in Bridgeport 1928. Paper Nr. 13 nach E. T. Z.* **50.** *S. 124—126. 1929.*

Praktisches Interesse bekommt die Frage der Temperaturabhängigkeit der Leistung von Bleisammlern und die des Einflusses der im Titel genannten „anderen Faktoren" — gemeint ist vor allem die Viskosität der Säure — in Fällen, wo Sammler bei sehr tiefen Temperaturen arbeiten müssen, z. B. in Flugzeugen, und wo außerdem in bezug auf hohen Entladestrom bzw. geringes Gewicht hohe Ansprüche gestellt werden. Zur Ermittelung der günstigsten Bedingungen wurde mit Versuchszellen gearbeitet, in denen man die Kapazität nach Wunsch durch die positive oder negative Platte begrenzen konnte. Es wurde bei drei Konzentrationen, drei Temparaturen und drei verschiedenen Entladeströmen gearbeitet. Unterhalb von $+20^{\circ}$ C sinkt die Kapazität beider Platten monoton mit fallender Temperatur, und zwar die der positiven Platten in um so geringerem

Maße, je höher die Säuredichte ist. Bei den negativen Platten erfolgt der Einfluß der Säuredichte im umgekehrten Sinne. Bei der Verwendung in der Luftschiffahrt wird u. a. die Kapazität durch die der negativen Platten begrenzt sein. Begrenzen die positiven Platten die Kapazität, so ist die Temperaturabhängigkeit der Kapazität umgekehrt proportional der Änderung der Viskosität der Säure. Die Verminderung der Plattendicke und Einschränkung der Menge des Elektrolyten, wie sie bei Batterien für die Luftfahrt vorgenommen wurde, führt zur Begrenzung der Kapazität durch Säureverarmung oder zu hohen spezifischen Gewichten des Elektrolyten. Säuredichten über 1,3 sind zu hoch, um bei niedrigen Temperaturen noch genügend Kapazität zu geben. Abgesehen davon ist der Säurekonzentration durch den Angriff auf die Masse der negativen Platten und die Isolierbrettchen eine obere Grenze gesetzt. *Sewig.*

Über die Trägheitsfehler des Schalenkreuzanemometers bei schwankender Windstärke.

Von O. Schrenk. *Zeitschr. f. techn. Physik.* **10.** *S. 57 — 66. 1929.*

Der Verf. berichtet ausführlich über Arbeiten, die er a. a. O.[1]) bereits kürzer behandelt hatte. Zahlreiche Kurvendarstellungen und einige Anwendungsbeispiele vervollständigen die eingehende Diskussion des untersuchten Problems. *W. Keil.*

Untersuchung der Uhrgeräusche.

Von R. Straumann. *Deutsche Uhrmacher-Zeitung.* **53.** *S. 6—8. 1929.*

Der Verfasser hat mit einer nicht näher beschriebenen Apparatur den Wirkungsgrad der Zykloiden- und Evolventenverzahnung vergleichsweise untersucht. Eine Kurve, die er dabei gewinnt, die die Variation der Arbeit während der Führung eines Zahnes darstellt, gestattet, wie er angibt, den Wirkungsgrad einzelner Eingriffe sehr genau zu bestimmen.

Eine andere Methode, die sowohl den Wirkungsgrad einzelner Eingriffe als auch den des ganzen Getriebes zu ermitteln gestattet, geht von der Überlegung aus, daß die in der Hemmung auftretenden Stöße Funktionen der vom Räderwerk übertragenen Energie seien. Im Verfolg dieses Gedankens wurde ein Gerät entwickelt, das die als Geräusche hörbar werdenden Stöße in entsprechende Stöße eines elektrischen Stromes umwandelt. Ein verzerrungsfrei arbeitender Widerstandsverstärker verstärkt diese Stromstöße in einem zum Betrieb eines normalen Oszillographen ausreichenden Maß. Als Aufnahmeorgan diente zunächst ein Körnermikrophon. Eine mit Hilfe dieses und mit einem Oszillographen aufgenommene Kurve läßt den zeitlichen Verlauf der Hemmungsfunktion befriedigend erkennen. Das Körnermikrophon arbeitet aber zu unzuverlässig, als daß die Bestimmung der kinetischen Energie aus der von dieser abhängenden Kurvenordinate exakt möglich wäre. Das Gerät wurde daher vervollkommnet, so daß die Kurvenamplituden der zur Wirkung kommenden Stoßenergie entsprechen. Anscheinend war diese Verbesserung ein voller Erfolg, denn aus dem Verlauf der mit dem verbesserten Gerät gewonnenen Kurve läßt sich der Einfluß jedes einzelnen Eingriffes des Getriebes, d. h. die Variation der Energieübertragung an diesen ermitteln. Dabei ist bei der Kurvenauswertung darauf zu achten, daß der Einfluß anderer Eingriffe den zu messenden nicht beeinträchtigt. Nach einer einfachen Rechnung läßt sich aus den aus der Kurve gewonnenen Werten der Wirkungsgrad der einzelnen Eingriffe und damit der Gesamtwirkungsgrad des Uhrwerkes aus der einzigen Oszillographenkurve feststellen. Der Verf. kann auch nachweisen, daß das eingangs erwähnte kinematische Verfahren Resultate ergibt, die sich mit den nach dem von ihm „dynamisch" genannten Verfahren gewonnenen decken.

Aufnahmegerät und Verstärker wurden von Dr. Sell bei Siemens & Halske, Berlin konstruiert; anscheinend stammt auch der Oszillograph von der gleichen Firma.

Der Verf. empfiehlt sein Verfahren für folgende Zwecke:

Untersuchungen des Einflusses von Konstruktionsänderungen an Hemmungen.

Untersuchungen über den Wirkungsgrad des Räderwerkes und des Einflusses der Verzahnungsart.

---

[1]) Referat in dieser *Zeitschr.* **49.** *S. 256—257. 1929.*

Untersuchungen zur Lokalisierung von Fehlerquellen.

Untersuchungen über den Einfluß der Veränderung des Schmieröls.

Da leider die notwendigsten Einzelheiten über die Apparaturen verschwiegen werden, die zu einer Beurteilung nicht entbehrt werden können, und nicht einmal schematische Abbildungen beigegeben sind, so kann der Aufsatz einen restlos befriedigenden Eindruck nicht hinterlassen.

W. Keil.

Neue elektrische Uhren. — Die Junghans-Elektronom-Uhren.

Von J. Baltzer. *Deutsche Uhrmacher-Zeitung.* **53.** *S. 211—215. 1929.*

Der vorliegende Aufsatz ist der erste einer Reihe, die die Schriftleitung der genannten Zeitschrift in Erkenntnis der wachsenden Bedeutung elektrischer Uhren geplant hat.

Die Elektronom-Uhr der Firma Gebrüder Junghans-Schramberg, die der Verfasser behandelt, wird sowohl als Einzeluhr mit Selbstaufzug hergestellt, als auch als Hauptuhr, an die nach dem gleichen Prinzip angetriebene Nebenuhren angeschlossen werden können. Der Selbstaufzug tritt im Abstand von einer Minute in Tätigkeit.

Abweichend von den bisher gebräuchlichen elektromagnetischen Antriebsvorrichtungen elektrischer Uhren wird eine elektro thermisch-pneumatische benutzt, deren Eigenart eine sehr interessante neue Vereinigung physikalischer Prinzipien darstellt. Die Konstruktion geht von einer Uhr mit Anker- oder Pendelgang aus, die mit einem Minutenkontakt versehen ist. Als Antriebskraft dient die einer Feder, die entsprechend den minutlich erfolgenden Kontakten durch die neuartige Einrichtung aufgezogen wird. Als Relais zwischen dem durch den Kontakt geschlossenen Stromkreis und der Feder dienen folgende Organe. In den Stromkreis ist eine sogenannte „Kompressorlampe", ein der Form nach einer Glühlampe ähnlicher luftgefüllter und mit Glühdraht versehener Glaskolben angeordnet. Der Stromkreis wird von Starkstrom, den das Lichtnetz führt, durchflossen, sobald der Kontakt durch die Uhr geschlossen wird. Die kurze Dauer des Kontaktes genügt, um den Glühdraht zum Glühen zu bringen. Dabei wird die Luft, die den Draht umgibt, erwärmt, wodurch eine Erhöhung des Druckes erzeugt wird. Durch eine Schlauchleitung pflanzt sich die Druckwelle über eine nicht näher beschriebene Kondensdose bis in einen Zylinder fort und treibt den in letzterem gleitenden Kolben an. Bei der Einzeluhr macht die lose in dem Kolben stehende Kolbenstange einen kräftigen Hub, verstellt einen Hebel, der seinerseits eine Sperrklinke betätigt, die ein Sperrad um je einen Zahn pro Kolbenhub weiterschaltet. Das Sperrrad steht mit der Federhaustrommel im Eingriff. Die Spannung der Antriebsfeder bleibt demnach von der geringfügigen Abnahme während der zwischen zwei Aufzugsvorgängen verstreichende Minute gleich. Fällt nach Öffnung des Kontaktes der Druck in dem pneumatischen System wieder auf seinen Normalwert, so wird die Kolbenstange und mit ihr der Kolben durch eine Feder wieder in die Ausgangsstellung zurückgeführt und damit für den nächsten Arbeitshub bereitgestellt. Die Kontakteinrichtung enthält nichts wesentlich Neues, braucht demnach nicht näher beschrieben zu werden. Die Uhr ist mit einer Gangreserve für 18 Stunden versehen, so daß Störungen im Stromnetz sie nicht stillsetzen. Außerdem ist Vorsorge getroffen, was besonders erwähnt werden muß, daß die Uhr nach Stromstörungen sich von selbst wieder bis auf die ursprüngliche, normale Federspannung aufzieht. Die Kompressorlampe besitzt den Sockel der gewöhnlichen Glühlampe und weist am Gipfelpunkt ihres Kolbens einen offenen Rohransatz auf, an den die Druckleitung angeschlossen wird. Zum Anschluß der Uhr an das Stromnetz ist ein Doppelstecker eingebaut.

Nach dem Elektronomsystem können zwei Arten Nebenuhren betrieben werden; rein pneumatische und elektropneumatische. Im Falle der ersten Art wird der größer dimensionierte Kompressor der Hauptuhr durch ein „Hohlkabel" mit dem Kolben der Nebenuhr verbunden. Der Kolben der Nebenuhr schaltet über die von der Einzeluhr her bekannten Organe das nur aus wenigen Rädern bestehende Zeitzählwerk. Die elektrischen Nebenuhren haben eine selbständige Kompressoranlage, die der minutliche Kontakt der Hauptuhr in Tätigkeit setzt. Beide Arten von Nebenuhren bleiben mit Eintritt von Störungen in der Stromzufuhr zur Hauptuhr stehen.

Verfasser berechnet die Größenordnung des Stromverbrauchs — die Stromschlußdauer zu einer Sekunde angenommen — für eine Einzeluhr zu 0,36 Wattstunden/Stunde. Die Hauptvorzüge

der Elektronom-Uhr liegen in dem bestechend einfachen Bau des gesamten Uhrenmechanismus. Die Betriebssicherheit auf Dauer setzt allerdings wie bei allen elektrischen Uhren einwandfreie Kontakte voraus. In dieser Hinsicht liegen jedoch ungünstige Erfahrungen mit der Elektronomuhr nicht vor. Was die Einzelheiten der Beurteilung durch den Verfasser betrifft, so muß auf seine Ausführungen selbst verwiesen werden, sie haben auch mehr fachtechnisches Interesse. Das Interesse des Physikers dürfte dagegen der neuartigen Kombination der angewendeten physikalischen Prinzipien, die technisch sehr befriedigend verwirklicht erscheint, in erster Linie gelten.

W. Keil.

Gekoppelte Schwingungen bei Taschenuhren und ihre Interferenz.

Von H. Bock. *Zeitschr. f. d. physikal. u. chem. Unterricht.* **42.** *S. 49—55. 1929.*

Die Tatsache, daß eine Taschenuhr, die an einem Nagel aufgehängt oder auf eine elastische Unterlage gelegt wird, als Ganzes in Schwingungen gerät, ist seit längerer Zeit bekannt. Ebenso ist bekannt, daß diese Schwingungen den Gang der Uhr beeinträchtigen, allerdings nicht, in welchem Maße. Experimentell sind diese Fragen in letzter Zeit von Jaquerod und Mügeli eingehend untersucht worden. Der Verfasser geht theoretisch an das Problem heran. Dabei macht er gewisse vereinfachende Voraussetzungen und gelangt danach zu Ergebnissen, die so bemerkenswert sind, daß hier über sie berichtet werden soll. Auf die Einzelheiten der Ansätze des Verfassers muß jedoch verzichtet werden.

Die erwähnten Vereinfachungen vorausgesetzt, ergibt eine verhältnismäßig kurze Rechnung, daß die Bewegungen der Unruhe und die des Gehäuses als zwei harmonische Schwingungen interferieren. Damit ist die Frage nach:

der Abhängigkeit der Unruheschwingungen von der Gehäusebeweglichkeit,
dem Verhältnis der beiden Schwingungsarten zueinander und
dem Verlauf der Schwingungsinterferenzen gegeben.

Der Verfasser kann zeigen, daß die Uhr zu schnell gehen muß, wenn das Gehäuse beträchtlich langsamer schwingt als die Unruhe und umgekehrt. Diese Gangbeeinflussungen wachsen dem Betrage nach, wenn sich die Werte der Schwingungsdauer nähern. Daß die Gangbeeinflussungen keineswegs zu vernachlässigen sind, konnten die genannten Experimentatoren nachweisen, die unter den oben erwähnten Bedingungen Gangstörungen bis zu einer halben Stunde je Tag erzeugen konnten.

Ist die Dauer der Gehäuseschwingung klein, so erfolgt sie im Tritt mit der Unruhebewegung sie kippt aber beim Durchschreiten des Resonanzpunktes in Gegentakt um. Die Versuche der genannten Experimentatoren bestätigen dieses Ergebnis. Weiter behandelt der Verfasser die Interferenz der in seinen Grundgleichungen auftretenden je zwei Schwingungsglieder, die bei geeigneter Anordnung des Versuches leicht zu zeigen ist. Man muß ihm recht geben, wenn er sagt: „Man sieht, wie viele und interessante Probleme in einem so einfachen Demonstrationsobjekt stecken, wie es die hängende Taschenuhr ist".

W. Keil.

Bücherbesprechungen.

Handbuch der Experimentalphysik, Band 25. Geophysik, 1. Teil. Herausgegeben von G. Angenheister. 8°. XIV, 699 S. mit 185 Abb., Akad. Verlagsgesellschaft m. b. H., Leipzig, 1928. Geb. 65 RM.

Es ist zu begrüßen, daß die enzyklopädischen Handbücher der physikalischen Wissenschaft, wie es das Lehrbuch der Physik von Müller-Pouillet bereits seit längerer Zeit pflegt, auch die angewandten Zweige dieser Wissenschaft behandeln. Das Handbuch der Experimentalphysik hat sich nach dem Umfang des vorliegenden Bandes zu schließen, den Rahmen in dieser Beziehung ziemlich weit gesteckt. Sechs zum Teil jüngere zum Teil bekannte und im Vordergrund der Wissenschaft stehende Mitarbeiter teilen sich mit dem Herausgeber G. Angenheister in die Behandlung des Stoffes.

Man sollte erwarten, daß das Buch die Methodik der Messungen und vor allem die zur Anwendung kommenden Instrumente und Apparate in den Vordergrund der Betrachtungen stellt,

wird aber bei der Lektüre in diesen, im Hinblick auf den Rahmen des Gesamtwerkes berechtigten Erwartungen enttäuscht. Es wird gewiß nicht vorausgesetzt, daß ein Einzelner diese Seite sämtlicher behandelter Gebiete beherrscht, wie es z. B. für die astronomischen Wissenschaften noch möglich ist, und wie ein geradezu vorbildliche Aufsatz von J. Hopmann beweist. Es läßt sich aber nicht leugnen, daß der weite Kreis, für den das Gesamtwerk bestimmt ist, sicherlich eine Hervorhebung dieser praktischen Seite vermissen wird. Dieser Umstand beeinträchtigt den guten Eindruck, den das Buch sonst hinterläßt.

Der Inhalt des Buches gliedert sich in 7 Kapitel und beginnt mit der Behandlung der Physik der Atmosphäre.

In dem ersten Kapitel gibt A. Defant eine umfassende Darstellung von den heute geltenden Anschauungen über die Statik und Dynamik der Atmosphäre. Diese in der Kapitelüberschrift schon zum Ausdruck kommende Gliederung erweist sich als das Verständnis sehr fördernd. Die heutigen Ergebnisse und Anschauungen verlangen eine Synthese der Anschauungsrichtungen, die durch die Namen Margules und Bjerknes andeutungsweise gekennzeichnet seien. Die diese Forderung restlos befriedigende Darstellung des Verfassers, seine durch eingehende Beschäftigung mit dem „Wetterproblem“ geschärfte Kritik überzeugen den Leser, so daß er sich der Führung des Verfassers gern anvertraut.

In ihrer Art neu ist die Behandlung der Gezeitenschwingungen der Atmosphäre in einem besonderen Kapitel, das J. Bartels verfaßt hat. Nachdem die dynamischen Erscheinungen kosmischen Ursprunges in der Physik der Atmosphäre früher schon zum Teil behandelt worden sind, wird hier eine sehr zeitgemäße einheitliche Darstellung gegeben. Der Stand der Erkenntnis erlaubt zwar eine Aufklärung des Einflusses der behandelten Erscheinungen auf das Wetter nur in beschränktem Umfange und muß der möglicherweise nahen Zukunft überlassen bleiben, die tägliche Messungen in der Stratosphäre gestattet. Der Verfasser kann aber das Verdienst für sich in Anspruch nehmen, dem Fragenkomplex durch eindrucksvolle Ausführungen zu der Beachtung zu verhelfen, die er beansprucht.

Das Kapitel: Optik der Atmosphäre stammt aus der Feder des zu großen Hoffnungen berechtigenden, in Ausübung seines Flugmeteorologenberufes tötlich verunglückten W. Milch. Der Verfasser behandelt das heute etwas vernachlässigt erscheinende Gebiet in neuer Gliederung des Stoffes und kann ihm dadurch die gebührende Beachtung sichern.

Die atmosphärische Elektrizität findet in H. Bendorf einen berufenen Bearbeiter. Seine sorgfältig abgewogenen Ausführungen, die Tatsache, daß Methodik und neuzeitliche Instrumente, letztere, wenn auch nicht vollzählig berücksichtigt werden, vermitteln einen Überblick, der auch anspruchsvolleren Lesern genügen muß.

In dem Kapitel: Nordlicht kommt L. Vegard zu Wort, dessen internationale Autorität auf diesem Gebiet wohl nicht mehr bestritten wird. Die experimentell schwierig zu verifizierenden und der Messung nur mittelbar zugänglichen Erscheinungen, aus denen die Aerophysik heute bei ihren Forschungen über die Konstitution der oberen Atmosphärenschichten weittragende Schlüsse ableitet, finden eine Darstellung, deren Reiz dadurch erhöht wird, daß der Verfasser durch seine Forschungen die Erkenntnis wesentlich vertiefen und erweitern konnte.

Der Durchdringenden Strahlung, die bisher dem Gebiet der atmosphärischen Elektrizität zugerechnet zu werden pflegte, ist ein besonderes, von K. Büttner verfasstes Kapitel vorbehalten worden. Da die Anschauungen über die Herkunft der durchdringenden Strahlung noch recht wenig geklärt erscheinen, ist es sehr fraglich, ob die getrennte Behandlung der durchdringenden Strahlung ungeteilten Beifall finden wird.

In die Bearbeitung des Kapitels: Das Magnetfeld der Erde teilen sich G. Angenheister und J. Bartels. Das Kapitel zeichnet sich durch eine erfreuliche Berücksichtigung der instrumen tellen und messmethodischen Fragen aus. Ein weiterer Vorteil ist der, daß zugunsten der Be obachtungsergebnisse und ihrer Diskussion deduktive Gedanken auf das unumgänglich notwendige Maß beschränkt bleiben. *W. Keil.*

F. Seidel, Über die Prüfung der Genauigkeit der aus Luftbildern hergestellten topographischen Grundkarte 1:5000 von Amrum und ihre Wirtschaftlichkeit. 26 S. mit 4 Abb. und 1 Karte. Sonderheft 7 zu den *Mitteilungen des Reichsamts für Landesaufnahme.* 1928.

Es handelt sich hier um die erste vom Reichsamt ausgeführte Auswertung einer luftphotogrammetrischen Aufnahme nach Lage und Höhe. Die Auswertung erfolgte zum Teil mit dem Autokartograph von R. Hugershoff, zum Teil mit dem Stereoplanigraph von W. Bauersfeld im Maßstab 1:5000.

Die Aufnahmen wurden von der Hansa Luftbild G. m. b. H. mit einer Reihenbildmeßkammer von C. Zeiss mit 18 cm Brennweite und 13×18 cm Bildgröße ausgeführt. Als Bildmaßstab wurde 1:5000 bis 1:5500 angestrebt; dies ergab eine Flughöhe von 900 bis 1000 m. Für das Verhältnis der Basis zur Flughöhe wurde 1 zu 3 vorgesehen, womit eine rund 60prozentige Überdeckung bei den beiden Bildern eines Bildpaares erreicht wurde. Die ganze Arbeit umfaßt eine Fläche von rund 30 qkm.

Bei dem ausgewerteten Gelände handelt es sich insbesondere um leichtwelliges Wiesen- und Ackerland mit Neigungen bis zu 3° und um ein sehr kleinformiges Dünengebiet mit stark wechselnden Höhenunterschieden bis zu 32 m; die Untersuchung dieser luftphotogrammetrischen Aufnahme in bezug auf Genauigkeit und Wirtschaftlichkeit ist deshalb von besonderem Interesse. Das Dünengelände bot insofern eine Schwierigkeit, als es wenig Anhaltepunkte bot, die zum Einpassen der Bilder im Auswertegerät benützt werden konnten; häufig mußten die Öffnungen von Kaninchenhöhlen als Paßpunkte benützt werden. In dem nur leicht gewellten Ackergelände konnten die Schichtlinien gut verfolgt werden; nur in Gebieten mit ganz eintönigem Charakter entstanden Schwierigkeiten. In größeren, zusammenhängenden Wiesen- und Strandsandgebieten versagte die stereophotogrammetrische Schichtlinienbestimmung infolge der Eintönigkeit der Flächen.

Die für den Autokartograph und den Stereoplanigraph durchgeführte Genauigkeitsuntersuchung bezieht sich auf das Ackerland und die Dünen; die Grundlage dafür bildeten drei Polygonzüge, deren Messung derart ausgeführt wurde, daß ihre Eckpunkte nach Lage und Höhe als fehlerfrei angesehen werden konnten. Als Eckpunkte des einen Zuges wurden ihrer Lage nach in den Bildern scharf einstellbare Punkte gewählt; die Eckpunkte der beiden anderen Züge liegen an Hängen, Sätteln, Nasen, Altanen und Böschungswechseln in den Dünen. Im ganzen wurden 106 Zugpunkte festgelegt.

Die eigentliche Untersuchung wurde auf zwei verschiedene Arten durchgeführt. Bei der einen Art wurden die im Grundriß einwandfrei erkennbaren Punkte des einen Zuges mit dem Zeichenstift des Auswerteinstruments in der photogrammetrisch erhaltenen Karte eingestellt und die entsprechenden Ablesungen an den Ablesevorrichtungen des Instruments gemacht; die Höhen der Punkte wurden mit Hilfe der Schichtlinien durch Einschalten zwischen diesen bestimmt. Diese auf flachwelliges Gelände sich beziehende Genauigkeitsbestimmung ergab für den mittleren linearen Lagefehler beim Autokartograph ± 0,88 m und beim Stereoplanigraph ± 0,56 m und für den mittleren Höhenfehler ± 15 cm bzw. ± 16 cm. Bei der zweiten Art der Genauigkeitsuntersuchung wurde jeder Zugpunkt seiner Lage nach im Auswerteinstrument eingestellt und dessen Zeichenstift auf die photogrammetrisch entstandene Karte herabgelassen; für den sich ergebenden Punkt wurde die Höhe zwischen den Schichtlinien abgelesen. Diese auf das Dünengelände sich beziehende Genauigkeitsbestimmung ergab beim Autokartograph einen mittleren Höhenfehler von ± 47 cm für einen mittleren Neigungswinkel von rund 17° und beim Stereoplanigraph von ± 50 cm für rund 22°. Der Verfasser hat die Punkte nach vier Geländegruppen geordnet; dabei zeigt es sich, daß der mittlere Höhenfehler und damit die stereophotogrammetrisch ermittelte Geländedarstellung in Schichtlinien soviel wie unabhängig vom Neigungswinkel des Geländes ist.

Das Ergebnis der Genauigkeitsuntersuchung zeigt einerseits die Brauchbarkeit der Luftphotogrammetrie auch für wenig geneigtes und für kleinformiges Gelände, und gibt andererseits ein Bild von der Zweckmäßigkeit der Anordnung der Aufnahme und von der Güte der Auswerteinstrumente.

Die Untersuchung von zwei — nicht benützten — Bildpaaren ergab außergewöhnlich große Unregelmäßigkeiten in der Schrumpfung der Filme; der Verfasser betont deshalb besonders, daß

gleichmäßig schrumpfende Filme die Voraussetzung für eine gute luftphotogrammetrische Aufnahme sind.

Um ein Bild von der Wirtschaftlichkeit einer luftphotogrammetrischen Aufnahme im Maßstab 1 : 5000 zu erhalten, hat der Verfasser die Gesamtkosten der photogrammetrischen Aufnahme von Amrum und derjenigen einer Meßtischaufnahme von einem ähnlichen Gelände auf Wangeroog in 1 : 5000 zusammengestellt; dabei zeigt sich, daß die Kosten der beiden Aufnahmearten sich wie 8 zu 10 verhalten. Um ein durchaus einwandfreies Urteil zu erhalten, soll demnächst ein und dasselbe Gebiet einerseits nach dem Verfahren der Phototachymetrie und andererseits nach dem Verfahren der Meßtischtachymetrie bearbeitet werden; das Ergebnis dieses Vergleiches wird größtem Interesse begegnen. Zur Erhöhung der Wirtschaftlichkeit der luftphotogrammetrischen Aufnahme schlägt der Verfasser an Stelle von rechteckigen Bildern mit 13×18 cm quadratische Bilder mit 18×18 cm vor.

Die vorliegende Arbeit stellt einen wertvollen Beitrag zur Beurteilung von luftphotogrammetrischen Aufnahmen vor. *P. W.*

D. M. Smith, *Visual lines for spectrum analysis.* Kl. 8°. 34 S. London 1928, Ad. Hilger Ltd.

Diese nach den Symbolen der Elemente alphabetisch geordnete Zusammenstellung der empfindlichsten Bogenlinien von 52 Elementen ist dazu bestimmt, die Benutzung der mit einer Wellenlängenschraube ausgestatteten Spektroskope zu fördern und so auch die Spektralanalyse selbst zu beleben; durch die Spektrographen seien die guten Spektroskope zu Unrecht in den Hintergrund gedrängt worden. Die Kohle-Bogenlampe, zwischen deren Elektroden die kleinen Mengen der zu untersuchenden Proben verdampft werden, wird genau beschrieben; die am besten durchbohrten Kohlen werden vorher mehrmals in wäßriger Salzsäure von abnehmender Konzentration und schließlich in destilliertem Wasser ausgelaugt (zusammen drei Wochen lang). Als Einstellmarke im Spektroskop empfiehlt Verf. einen polierten Index, der von oben durch eine Spiegelvorrichtung beleuchtet wird. In diesen Strahlengang kann man Lichtfilter einschieben und so den Index in annähernd demselben Farbtone leuchten lassen, wie die zu messenden Linien selbst. Dies ist besonders im Violett angenehm, wegen der Anpassung der Helligkeit des Signals an die der Spektrallinien. Außerdem empfiehlt sich die Abblendung der hellen Nachbarlinien durch Gesichtsfeldschieber (wie sie z. B. auch im Gitterspektroskop des Ref. sich bewährt haben). Als Spektroskop empfiehlt Verf. ein festarmiges Spektroskop mit 90° Abblendung (also mit dem Abbe Hilger-Pellin und Brocaschen Prisma). In der nun folgenden Liste der Elemente werden bei jedem Elemente die wenigen Linien oder Banden angegeben, die es auch bei geringer Konzentration in sein Bogenspektrum entsendet. Dabei wird immer auf benachbarte Linien anderer Elemente hingewiesen, die leicht zu Verwechslungen Anlaß geben könnten. Bei einzelnen Linien wird auch die geringste Konzentration genannt, bei der sie noch erscheinen. Die Wellenlängen sind auf 0,1 Å.-E. genau angegeben und stimmen mit den Werten der Kayserschen Tabelle überein. An Beispielen aus der Praxis, acht Salzen, einigen Gläsern und fünf Metallproben, wird der Nutzen der Spektralanalyse gezeigt. Den Schluß bilden Literaturangaben, die allerdings sehr ergänzungsbedürftig sind. Durch Beigabe einer nach Wellenlängen geordneten Tabelle der bei den einzelnen Elementen genannten Spektrallinien würde der Gebrauchswert der kleinen Schrift noch gewinnen. *Löwe.*

Vasco Ronchi. *Lezioni di Ottica fisicia.* (Vorlesungen über physikalische Optik.) *Pubblicazioni dell'Istituto di Ottica di Firenze.* Nr. 1. 494 S. mit 230 Abb. und 10 Taf. Stichwortverzeichnis. Nicola Zanichelli, Bologna 1928. 80 Lire.

Die erste der Veröffentlichungen des italienischen Optischen Instituts ist erschienen und befaßt sich mit der physikalischen Optik. Inhaltlich ist eine fünffache Gliederung zu erkennen. 1. Unter „Interferenz und Beugung" werden die mathematischen Grundlagen der Wellenlehre und die Lichtfortpflanzung behandelt, alsdann die Erscheinungen der Interferenz und Beugung und die Interferometer; 2. ein Abschnitt über die „Abbildung" behandelt Spiegel, Prismen und Linsen sowie die Selbstleuchter- und Nichtselbstleuchterabbildung; 3. die „Spektroskopie" umfaßt Wellenlängenmessung und Auflösungsvermögen von Spektralapparaten; 4. ein vierter Teil ist den Aberrationen der Lichtwellen gewidmet und behandelt im besonderen auch die beugungstheoretischen

Grundlagen der Bildfehler und die Prüfung optischer Systeme; 5. schließlich werden Polarisation und Photometrie kurz gestreift, eine ausführlichere Darstellung ist späteren Erscheinungen der Bücherreihe vorbehalten.

Bei der Lektüre fällt auf, daß der Verf. seine eigenen Wege geht und sich von den bekannten Lehrbuchdarstellungen weit entfernt. Vor allem werden die jüngsten Forschungsergebnisse berücksichtigt. Naturgemäß nehmen die eigenen bekannten Untersuchungen des Verf. einen ziemlich breiten Raum ein. Eigenartig ist die Auswahl des Stoffes; z. B. werden folgende Punkte nicht vergessen: die Cornuschen Spiralen, die Bedeutung des Rayleighschen Rauhigkeitsmaßes für die Politur optischer Flächen, die verbesserte Hartmannsche Objektivprüfungsmethode nach Gardner und Bennett, das Auflösungsvermögen optischer Systeme und ihre Beziehung zur Netzhautstruktur des Auges, usw. Höhere Mathematik wird prinzipiell umgangen, vor allem auch in der Beugungstheorie, wo praktische Rechenverfahren ersatzweise eintreten. Für den praktisch arbeitenden Physiker ist das Werk sicherlich ebenso interessant wie für den Hochschullehrer und Studenten, allerdings erfordert das Werk einige Kenntnisse der italienischen Sprache.

Die äußere Gestaltung ist lehrbuchmäßig bescheiden, um dem Studenten die Anschaffung pekuniär zu erleichtern (Preis in deutscher Währung etwa 16 RM.). *Flügge.*

Fremdsprachliches optisches Wörterbuch, herausgegeben von K. Radicke, bearbeitet von W. Pietzsch. Teil IV: Mikroskope. Kl. 8°. 177 S. R. Borkmann, Weimar 1928. 5 RM.

Auf das verdienstvolle Unternehmen der Herausgabe von Wörterbüchern des optischen Fachgebietes seitens der Deutschen Optischen Wochenschrift sei hier empfehlend hingewiesen. Dem vorliegenden Teil IV sind die Bände über das Auge, die Brillen und Brillengläser und die Lupen und Lesegläser voraufgegangen. Französische, englische und spanische Mitarbeiter geben neben dem Verfasser Gewähr für die Sprach-Echtheit der Fachausdrücke. *G.*

Handbuch für Lehrlinge der allgemeinen Feinmechanik. Herausgegeben von der Robert Bosch A. G., Stuttgart. 3. neubearb. Aufl. Zwei Teile: I. (Text). DIN A 4; XVI, 112 S.; II. (Abbildungen). DIN IV, 92 S. Berlin 1927, VDI-Verlag. Beide Teile einzeln geb. 15 RM.

Ein glückliches Geschlecht, dem solche gute und bequeme Führer für die Ausbildung in der Werkstatt gegeben werden! Das Handbuch vermittelt in uneigennütziger Weise weiten Kreisen der Feinmechanik die großen Erfahrungen der Weltfirma Bosch auf dem Gebiete der Lehrlingsunterweisung und bedarf kaum einer Empfehlung. Es wird nicht nur den Lehrlingen und Praktikanten von großem Nutzen sein, sondern auch den Lehrmeistern eine willkommene systematische Grundlage für die praktische Erziehung ihrer Schüler bieten. *G.*

Die vierte Hauptversammlung der Deutschen Gesellschaft für Photogrammetrie

findet am Freitag, den 25., und Sonnabend, den 26. Oktober 1929 in der Technischen Hochschule zu Berlin-Charlottenburg statt.

Neben den geschäftlichen Angelegenheiten soll eine beschränkte Anzahl von Vorträgen gehalten werden.

Angemeldet sind bisher Vorträge von Herrn Dr. Fuß, Sternwarte-Neubabelsberg, über photogrammetrische Messungen mit Registrier-Theodoliten, von Herrn Dr.-Ing. Aschenbrenner, München, über die Ergebnisse von Versuchsmessungen mit der Panoramakammer der Photogrammetrie G. m. b. H., und von Herrn Ungewitter, Junkers Luftbildzentrale, über Erfahrungen im Luftbildwesen im Ausland.

Anfragen betreffend Hauptversammlung sind an Regierungsrat Körner, Berlin-Halensee, Karlsruher Straße 1, zu richten.

Nachdruck verboten.

Verantwortlich für die Redaktion: Oberregierungsrat Professor Dr. F. Göpel in Charlottenburg.
Verlag von Julius Springer in Berlin W. — Druck von Oscar Brandstetter in Leipzig

Zeitschrift für Instrumentenkunde.

Kuratorium:

Prof. Dr. **E. Kohlschütter** in Potsdam, Vorsitzender, Prof. Dr. **R. Straubel** in Jena, Prof. Dr. **F. Weidert** in Berlin-Zehlendorf, geschäftsführendes Mitglied.

Schriftleitung: Oberregierungsrat Prof. Dr. **F. Göpel** in Charlottenburg-Berlin.

XLIX. Jahrgang. **November 1929.** Elftes Heft.

Kino-Theodolit der Askania-Werke Aktiengesellschaft.

Von
H. Fuß in Neubabelsberg.

Mit dem Aufschwung, den die Flugtechnik in den letzten 25 Jahren genommen hat, hat sich ein lebhaftes Bedürfnis nach selbstregistrierenden Instrumenten zur Ermittlung der Bewegungsbahnen von im Raum beweglichen Gegenständen herausgestellt. Zwei Aufgaben waren es hauptächlich, zu denen derartige Instrumente nötig erschienen.

Die Flugtechnik erfordert ein sehr viel genaueres Studium der Luftströmungen. Die dazu erforderlichen Pilotballonmessungen scheinen eine größere Häufigkeit und größere Genauigkeit der Beobachtungen zu erfordern, als die bisher üblichen einfachen Ballon-Theodolite gestatteten, sodann stellte sich sehr bald die Notwendigkeit heraus, die Flugbahnen von Luftfahrzeugen selbst aufzunehmen, denn nur aus exakt aufgenommenen Flugbahnen lassen sich mit der erforderlichen Sicherheit die notwendigen Schlüsse über die Flugeigenschaften (Geschwindigkeit, Steigfähigkeit, Wendigkeit) der verschiedenen Typen, über die Leistungsfähigkeit verschiedener Motoren, Zuverlässigkeit der einzelnen Bordinstrumente, die Geschicklichkeit der einzelnen Führer, ziehen, denn das Luftfahrzeug kann man ja nicht wie einen Kraftwagen auf vorgeschriebener Rennbahn laufen lassen, kann ihm auch nicht wie einem Wasserfahrzeug einen vorgeschriebenen Weg abstecken.

Als gegebene Methode, die Bahn eines im Raum frei beweglichen Körpers zu ermitteln, bot sich die Methode des gleichzeitigen Doppelanschnitts von mindestens zwei gegeneinander vermessenen Punkten von der Erde aus dar. Als geeignetes Instrument hierzu erschien ein registrierender Theodolit, welcher in hinreichend kurzen Zeitabschnitten — für Luftfahrzeuge mindestens alle 1 bis 2 Sekunden — Beobachtungen zuließ. Dementsprechend sind in den letzten Jahren eine ganze Anzahl selbstregistrierender Theodolite oder theodolitähnlicher Instrumente entstanden. Über die Entwicklungsgeschichte dieser Instrumente, die viel Interessantes bietet, soll in einer späteren Arbeit in *dieser Zeitschrift* im Zusammenhang berichtet werden.

Im folgenden soll ein neues, vor kurzem herausgebrachtes Instrument dieser Art beschrieben werden, der Kino-Theodolit der Askania-Werke, A. G., welcher auf meine Anregungen hin aus dem in Bd. ***41.*** *S. 281—289, 1921 dieser Zeitschrift* von mir beschriebenen, ebenfalls auf meine Anregungen von der Firma Carl Bamberg, der Vorgängerin der Askania-Werke, gebauten Registrier-Theodoliten entwickelt worden ist. Das am genannten Ort beschriebene, als normaler Theodolit gebaute Instrument, war zwecks Registrierung der Kreisablesungen mit einer kleinen Filmkamera versehen. Azimut- und Höhenwinkel des mit einem normalen Beobachtungsfernrohr anvisierten

Objekts wurden mit Hilfe der Filmkamera photographisch registriert. Aus diesem einfachen Registrier-Theodoliten, der unter Beibehaltung der ursprünglichen Konstruktionsgedanken mit viel Sorgfalt vervollkommnet, sich überall bestens bewährt hat, ist es den Askania-Werken nunmehr in zielbewußter Arbeit gelungen, in dem neuen Kino-Theodoliten einen vollkommen selbstregistrierenden Theodoliten zu schaffen, bei welchem nicht nur die Kreisablesungen und die zugehörige Zeit, sondern auch das Gesichtsfeld im Augenblick der Beobachtung photographisch registriert wird. Bei der Anregung zu diesem Instrument bin ich auf Grund meiner bei den Arbeiten mit dem einfachen Registrier-Theodoliten gemachten Erfahrungen von folgenden Gesichtspunkten ausgegangen:

Ist der Theodolit berichtigt, d. h. stehen Haupt- und Nebenachse aufeinander senkrecht und schneidet die Kollimationslinie — Verbindungslinie von Objektiv-Mittelpunkt und Fadenkreuz-Schnittpunkt — die Nebenachse unter rechtem Winkel, so geben die Kreisablesungen die Richtungskoordinaten der Kollimationslinie an.

Abgesehen von konstanten Indexfehlern, erhält man die Richtungskoordinaten eines sich im Gesichtsfeld abbildenden Zielpunktes daher aus den Kreisablesungen durch Hinzufügen von Verbesserungen, die sich aus der Lage des Zielpunktbildes im Gesichtsfeld bestimmen lassen, und welche Null sind, sobald das Zielpunktbild mit dem Fadenkreuz zusammenfällt.

Ist es demnach möglich, die Lage eines Zielpunktbildes in bezug auf das Gesichtsfeld zu bestimmen, etwa seine rechtwinkligen Koordinaten zu messen, bezogen auf ein durch das Fadenkreuz als Koordinatenachsen gegebenes Koordinatensystem, so lassen sich die Richtungs-Koordinaten eines jeden im Gesichtsfeld des Fernrohrs erscheinenden Punktes aus den Kreisablesungen und den rechtwinkligen Gesichtsfeld-Koordinaten ermitteln — ein Verfahren, welches im wesentlichen mit dem in der astronomischen Photographie angewandten übereinstimmt.

Mit einem gewöhnlichen Theodoliten lassen sich selbstverständlich die Gesichtsfeld-Koordinaten eines schnell bewegten Zieles meist nicht ermitteln. Den Ort eines derartigen Zieles, beispielsweise eines Flugzeugs, erhält man daher auch mit Hilfe von Registrier-Theodoliten nur dann richtig, wenn sich im Gesichtsfeld des Fernrohrs im Augenblick der Registrierung der Zielpunkt genau mit dem Fadenkreuz deckt, weil alsdann die zu den Kreisablesungen hinzuzufügenden Verbesserungen Null sind und die registrierten Winkel nur unter dieser Bedingung die wahren Richtungs-Koordinaten des Zielpunktes angeben.

Soll demnach die Bahn eines Flugzeuges bestimmt werden, so müssen die Beobachter mit den Fernrohren ihrer Theodolite dem Flugzeug so genau folgen, daß der vereinbarte Zielpunkt — der Schnittpunkt von Tragfläche und Rumpf — stets mit dem Schnittpunkt des Fadenkreuzes zusammenfällt, damit jeder gemeinsamen Registrierung der Theodoliten exakte gleichzeitige Beobachtungen entsprechen. Die Aufgabe, einem so schnell bewegten Ziel längere Zeit derart genau mit dem Fernrohr eines Theodoliten zu folgen, stellt erfahrungsgemäß an die Zuverlässigkeit und Geschicklichkeit der Beobachter recht hohe Anforderungen. Davon abgesehen, fehlt jede Gewähr, daß die registrierten Kreisablesungen auch wirklich zu exakten Beobachtungen, bei denen Zielpunktbild und Fadenkreuzbild sich deckten, gehörten.

Alledem kann durch photographische Momentaufnahmen des Gesichtsfeldes abgeholfen werden, da ja das photographisch festgehaltene Gesichtsfeldbild die Möglichkeit gibt, die rechtwinkligen Koordinaten des Zielbildes und somit die an die registrierten Kreisablesungen anzubringenden Verbesserungen zu ermitteln.

Diesen Grundgedanken haben die Askania-Werke durch ihren neuen Kinotheodoliten in vollkommener Weise dadurch verwirklicht, daß sie unter Beibehaltung der bei dem einfachen Registriertheodoliten vorzüglich bewährten photographischen Registrierung der Kreisteilungen das Instrument mit einer langbrennweitigen Kinokamera ausgerüstet haben, deren optische Achse derjenigen des Fernrohrs parallel ist. Dieses dient nur noch als Sucher für die Kamera, welche gleichzeitig mit der Registrierung der Kreisablesungen ein photographisches Momentbild (Belichtungszeit $^1/_{500}$ Sek.) des ganzen Gesichtsfeldes liefert. Zusammen mit dem Gesichtsfeldbild wird das Fadenkreuz in Form zweier sich senkrecht schneidender Linien, durch dessen Schnittpunkt die Lage der optischen Achse der Aufnahme-Kamera, der Kollimationslinie, bestimmt ist, auf den Film aufkopiert. Deckt sich der Zielpunkt des Objektes mit diesem Achsenschnittpunkt, so war im Augenblick die optische Achse genau auf den Zielpunkt gerichtet, und die gleichzeitig registrierten Kreisablesungen geben (von konstanten Indexfehlern abgesehen) die wahren Werte von Azimut und Höhenwinkel. Deckt sich der Zielpunkt mit dem Achsenschnittpunkt nicht, so ist die Beobachtung nicht etwa wie bei entsprechenden Beobachtungen mit gewöhnlichen Registriertheodoliten wertlos, sondern es lassen sich obigen Ausführungen gemäß aus dem registrierten Gesichtsfeldbild die an die registrierten Kreisablesungen anzubringenden Verbesserungen entnehmen.

Die auf den Film aufkopierten Achsen, in üblicher Weise als x- und y-Achse bezeichnet, sind derart justiert, daß die eine Achse die horizontale Richtung des Gesichtsfeldes, die andere die vertikale Richtung des Gesichtsfeldes angibt, d. h., daß sich das Bild eines Gegenstandes parallel der y-Achse bewegt, wenn die Kamera um die Horizontalachse gedreht wird. Als positive Richtungen der beiden Achsen werden diejenigen Richtungen genommen, in denen das Bild eines angezielten Objektes wandern würde, wenn die Kamera um die Achse entgegengesetzt dem Sinne der Kreisteilungen bewegt wird. Werden nun die beiden Achsen als Koordinatenachsen eines rechtwinkligen Koordinatensystems aufgefaßt und mit x und y die Koordinaten eines Bildpunktes bezeichnet; bezeichnen ferner a_0, h_0 Azimut und Höhenwinkel des Achsenschnittpunktes, so sind entsprechend den in der astronomischen Photographie üblichen Formeln Azimut a und Höhenwinkel h des Bildpunktes gegeben durch:

$$a = a_0 + x \sec h_0 + x y \sec h_0 \operatorname{tg} h_0 + \text{Glieder höherer Ordnung},$$

$$h = h_0 + y - x^2 \frac{\operatorname{tg} h_0}{2} + \text{Glieder höherer Ordnung}.$$

Da die Werte a_0, h_0 als Azimut und Höhenwinkel der optischen Achse der Fernrohrkamera registriert werden, die Koordinaten x, y des Zielpunktbildes nach dem Gesichtsfeldbild ausgemessen werden können, so liefert jede einzelne Beobachtung mit einem Kinotheodoliten in der Tat ein richtiges Wertepaar für Azimut und Höhenwinkel des angezielten Objektes, sofern sich nur das Objekt überhaupt abgebildet hat. Die Beobachter brauchen daher dem Objekt nur soweit zu folgen, daß sie es ständig im Gesichtsfeld des Suchers behalten — eine Forderung, die natürlich leicht zu erfüllen ist, ohne daß besondere Anforderungen an die Geschicklichkeit und Übung zu stellen wären. Aber selbst, wenn ein Beobachter auch einmal das Objekt verlieren sollte, so wird durch Fehlen des Objektbildes im registrierten Gesichtsfelde sofort kenntlich, daß die Beobachtung und die entsprechende des anderen Standpunktes zu verwerfen sind, ohne daß erst durch umständliche Rechnungen — wie bei Benutzung eines einfachen Registriertheodoliten — aus der Größe der Widersprüche die Fehlerhaftigkeit der betreffenden Beobachtung festgestellt werden müßte.

Bei der praktischen Ausführung der oben entwickelten Gedanken waren folgende Gesichtspunkte zu berücksichtigen:

Die Optik der Aufnahmekamera sollte vor allen Dingen lange Brennweite und große Lichtstärke geben, während an die Größe des Gesichtsfeldes keine besonderen Anforderungen zu stellen waren. Die Brennweite sollte wenigstens 600 mm betragen. Ein normales photographisches Objektiv von 600 mm Brennweite und einem Öffnungsverhältnis von 1:6 würde wegen seines Gewichts der Ausbalancierung große Schwierigkeiten bereiten.

In geschickter Ausnützung des Umstandes, daß nur ein kleines Gesichtsfeld von etwa 2^0 in Frage kam, wurde als optisches System für die Aufnahme-Kamera ein Cassegrain-System mit durchbohrtem Hauptspiegel gewählt. Man ging hierbei von der richtigen Erkenntnis aus, daß bei der Wahl eines solchen Systems der eigentliche schwere Teil der Optik, der Hauptspiegel, in der Nähe der optischen Achse untergebracht werden konnte, wodurch für die Gewichtsverteilung sehr günstige Bedingungen gewonnen würden.

Der Theodolit sollte möglichst bis zu 5 Aufnahmen in der Sekunde gestatten. Es war daher für selbsttätige Fortschaltung des Filmstreifens nach erfolgter Belichtung zu sorgen. Zur Vereinfachung des gesamten Mechanismus wurde daher angestrebt, die Aufnahmen des Gesichtsfeldes und die Aufnahmen für die registrierten Kreisteilungen auf demselben Film in einem Bild zu vereinigen, so daß nur eine Filmkamera und ein Transportmechanismus erforderlich würde.

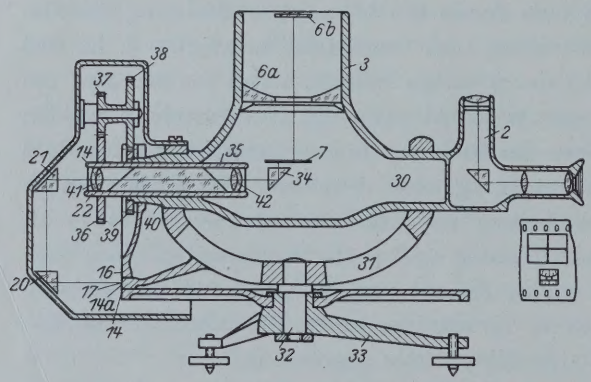


Abb. 1. Schematischer Aufbau des Instruments.

Der infolge dieser Gesichtspunkte sich ergebende Aufbau des Instrumentes ist schematisch in Abb. 1 in seinen wesentlichen Grundzügen dargestellt. Die Vertikalachse (*32*) wird — wie üblich — von einem Dreifuß (*33*) getragen, welcher mit Fußschrauben zum Senkrechtstellen der Vertikalachse versehen ist. Drehbar um die Vertikalachse ist die die Horizontalachse (*30*) tragende Gabel (*31*) angeordnet. Die Horizontalachse trägt die Aufnahmekamera (*3*) und den Sucher (*2*). Die Einrichtung des Suchers versteht sich aus der Abbildung von selbst. In der Kamera (*3*) ist der durchbohrte Hauptspiegel (*6a*) und der kleine konvexe Fangspiegel (*6b*) angeordnet. Das von dem Spiegelsystem *6a*, *6b* entworfene Bild des Gesichtsfeldes wird auf den Film (*7*) projiziert. Der Film bewegt sich senkrecht zur Zeichenebene unter einer nicht dargestellten Glasplatte vorbei, auf welcher zwei geschwärzte feine Linien eingeätzt sind, welche sich beim Photographieren des Gesichtsfeldes auf dem Film als Fadenkreuz abbilden und das Fadenkreuz darstellen. Die Platte ist derart eingerichtet, daß die beiden Linien als x- und y-Achse die Horizontal- bzw. Vertikalrichtung des Gesichtsfeldes darstellen, d. h. also bei Bewegung des Fernrohrs um die Horizontalachse allein würde ein Bildpunkt auf der y-Achse wandern.

Die Einrichtung zur photographischen Registrierung der Kreisablesungen ist in sinngemäßer Abänderung der Einrichtung bei dem eingangs genannten einfachen Registriertheodoliten nachgebildet. Horizontalkreis (*14*) und Vertikalkreis (*16*) sind mit den zugehörigen Nonien (*14a*) und (*17*) so angeordnet, daß das zur Abbildung

in Frage kommende Stück der Kreise und Nonien im wesentlichen in einer Ebene liegt, so daß ein optisches System zur Erzeugung des Bildes genügt.

Mittels der Prismen (*20*, *21*, *34*) wird das durch das der Übersichtlichkeit halber nicht dargestellte Objektiv entworfene Bild ebenfalls auf dem Film (*7*) erzeugt, so daß die Bilder der Teilkreise auf dem Film unterhalb des Gesichtsfeldbildes erscheinen — wie Abb. 1a zeigt. Bei dieser Anordnung würde sich folgende Unzuträglichkeit ergeben:

Bei Drehung des Fernrohrsystems (*2*, *3*) um die Horizontalachse würde sich die Hypothenusenfläche des Prismas (*34*) gegen die des Prismas (*21*) drehen. Infolgedessen würde sich auch das Bild der Teilkreise auf dem Film drehen. Je nach dem Höhenwinkel würde das Bild der Teilkreise alle denkbaren schiefen Lagen zwischen $0 - 90^0$, relativ zu dem Gesichtsfeldbild, haben, was natürlich für die Auswertung des Filmstreifens recht unbequem wäre. Daher ist in den Strahlengang der Teilkreisabbildung ein drehbares Reversionsprisma (*35*) eingeschaltet, welches durch die Zahnräder (*39*, *38*, *37*, *36*), von denen (*39*) fest mit der Horizontalachse, (*36*) fest mit der Prismenfassung (*14*) verbunden ist, bei Drehung der Kamera um die Horizontalachse mit der halben Winkelgeschwindigkeit nachgedreht wird. Auf diese Weise werden die Teilkreisbilder stets relativ zu dem Gesichtsfeldbild aufgerichtet. Die beiden Linsen (*41*, *42*), welche vor und hinter dem Reversionsprisma in derselben Fassung angeordnet sind, dienen dazu, den Strahlengang für den Durchgang durch das Prisma parallel zu machen.

In dem hohlen Horizontal-Achskörper (*30*) sind ferner die Verschlüsse, die Filmkassetten und die zum Bedienen der Verschlüsse und des Filmtransports erforderlichen Mechanismen untergebracht. Die Verschlüsse sind als Sektorblenden ausgebildet. Der Film wird durch Stachelwalzen in üblicher Weise bewegt. Zum Antrieb dienen kräftige Elektromagnete, denen der erforderliche Strom durch Schleifringe zugeführt wird. Nach jeder Belichtung, welche durch Stromschluß in einer elektrischen Leitung, an welche das Instrument anzuschließen ist, bewirkt wird, schaltet sich der Film um je eine Bildbreite selbsttätig weiter.

Die Einrichtungen bieten an sich nichts Besonderes und sind — soweit nötig — aus den weiter unten folgenden Abbildungen hinreichend zu ersehen.

Die Kinotheodolite sollen in erster Linie zur Bestimmung der Bahn von Flugzeugen dienen, und zwar durch gleichzeitigen Doppelanschnitt von wenigstens zwei, besser drei festen Punkten aus. Der Doppelanschnitt geschieht folgendermaßen:

Sämtliche Instrumente sind an eine gemeinsame, über eine Zentralstelle führende Fernleitung angeschlossen. Von der Zentralstelle aus werden in regelmäßigen Zwischenzeiten, so oft Beobachtungen erfolgen sollen, am besten durch eine Uhr Kontakte gegeben, welche auf allen Instrumenten gleichzeitig Gesichtsfeld und Kreise registrieren. Die Beobachter an den Instrumenten haben nur mit Hilfe der Sucher dem Flugzeug zu folgen. Aus dem nach Schluß der Beobachtungsreihe entwickelten Filmbild können dann die streng gleichzeitigen Beobachtungen entnommen werden, aus welchen alsdann die rechtwinkligen Koordinaten für jeden Flugzeugpunkt und somit die ganze Flugbahn zu ermitteln ist.

Selbstverständlich kann es infolge der Fernübertragung gelegentlich vorkommen, daß während einer längeren Beobachtungsreihe bei dem einen oder anderen Instrument einmal eine Registrierung ausfällt. Dies könnte insofern Schwierigkeiten geben, als nicht zusammengehörige Registrierungen verschiedener Instrumente zunächst nicht besonders gekennzeichnet sind und daher das Zusammenfinden zusammengehöriger

Registrierungen der verschiedenen Instrumente zunächst nur aus der Reihenfolge der Bilder zu ersehen ist. Um auch dieser Schwierigkeiten Herr zu werden, ist für jedes Instrument noch eine kleine schnellaufende Uhr vorgesehen, deren Zifferblatt ebenfalls mitphotographiert wird. (In der Schemazeichnung Abb. 1 ist diese Uhr der Übersichtlichkeit halber nicht mit dargestellt.) Durch das Mitphotographieren dieser Uhr ist man auf die einfachste Weise in der Lage, sofort zu sehen, ob und an welcher Stelle etwa eine Registrierung ausgefallen ist, denn die Uhr muß auf dem betreffenden Filmstreifen au der Stelle, an welcher eine Registrierung ausgefallen ist, einen sofort ins Auge fallenden Sprung machen. Sind z. B. alle halbe Sekunde Registrierungen gemacht worden, so muß mit jedem Bildchen der Uhr auf jedem Filmstreifen der Zeiger um eine halbe Sekunde fortgerückt sein. Zeigt sich an einer Stelle, daß der Zeiger um eine Sekunde vorgerückt ist, so sieht man sofort, daß hier eine Registrierung ausgefallen ist. — Die Methode ist natürlich unbedingt zuverlässig, da die Uhren der einzelnen Instrumente, durch Federwerk angetrieben, vollständig unabhängig voneinander sind, außerdem aber ein Gangunterschied bei den einzelnen Uhren belanglos ist, da es ja immer nur auf den Zeitunterschied zwischen zwei aufeinanderfolgenden Bildern ankommt.

Die folgenden Abbildungen zeigen den Aufbau des Instrumentes.

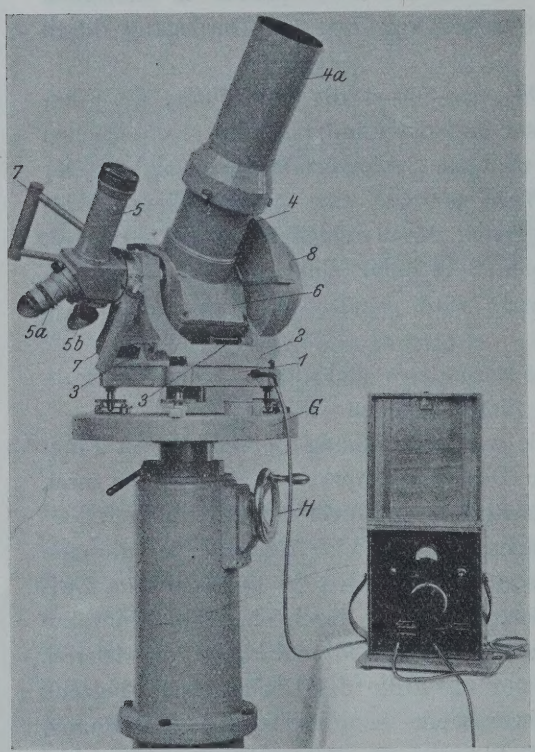


Abb. 2. Ansicht des Instruments.

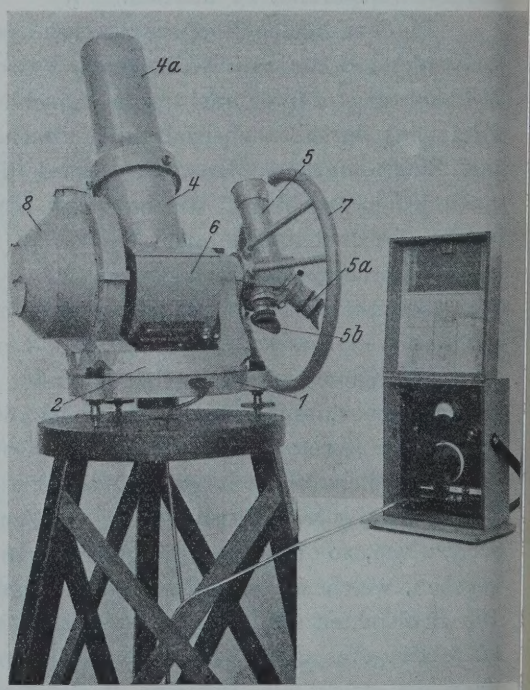


Abb. 3. Ansicht des Instruments.

In Abb. 2 und 3 ist das ganze Instrument mit seiner Stativsäule und dem Anschlußkabel dargestellt.

Die Grundplatte *G* der Stativsäule kann durch das Handrad *H* — je nach der Größe des betreffenden Beobachters — eingestellt werden. Auf dem durch die üblichen drei Schrauben justierbaren Dreifuß (*1*) ist um die Vertikalachse die Lager-

gabel (2) für die Horizontalachse drehbar angeordnet. Letztere trägt die zum Vertikalstellen dienenden Niveaus (3). Auf der Horizontalachse ist die Kamera (4) angeordnet, welche mit einem verhältnismäßig langen Blendrohr (4a) ausgerüstet ist. In dem Teil (6) des Horizontal-Achskörpers sind der Film-Mechanismus und die Verschlüsse untergebracht. Das Teil (6) ist mit Hilfe eines Handgriffes nach Lösen einer einfachen Verriegelung abnehmbar. Zum Bewegen des Instrumentes dienen die Handgriffe (7), welche ursprünglich, wie Abb. 2 zeigt, ausgebildet waren, später auf ausdrücklichen Wunsch gemäß Abb. 3 umgeändert sind. Eine besondere Feinbewegung mit Hilfe von Schnecken und Schneckenrad war auf besonderen Wunsch des Bestellers nicht vorgesehen. Ob dies zum Vorteil ist, mag zweifelhaft sein. Die im Bau befindlichen neuen Ausführungen werden mit Feinbewegungen und sogar mit umschaltbaren Übersetzungen ausgerüstet. Der Sucher (5) ist mit 2 Okularen (5a, 5b) ausgerüstet, welche eine 6 bzw. 12fache Vergrößerung geben. Das Gesichtsfeld beträgt bei 6facher Vergrößerung 7°. Die optischen Konstanten der Optik der Aufnahmekamera sind folgende:

Durchmesser des Hauptspiegels . . . . . 130 mm,
„ „ Fangspiegels . . . . . 50 mm,
Gegenseitige Entfernung von Haupt- und Fangspiegel . . . . . 150 mm,
Äquivalent-Brennweite des ganzen Systems 600 mm.

Der Durchmesser der Teilkreise beträgt 300 mm. Die Teilkreisbilder werden auf dem Film im Verhältnis 2 : 3 abgebildet. Die Kreise sind von 10 : 10 Minuten geteilt. Die Nonienangabe beträgt 1 Minute. Halbe Minuten lassen sich bequem schätzen. Größe des Filmbildes 14 × 18 mm. Für jeden Theodoliten ist ein transportabler Holzkasten mit Schalttafel vorgesehen — wie ihn die Abbildung zeigt. Dieser Kasten wird mittels Anschlußkabel an die Fernleitung und an das Instrument angeschlossen.

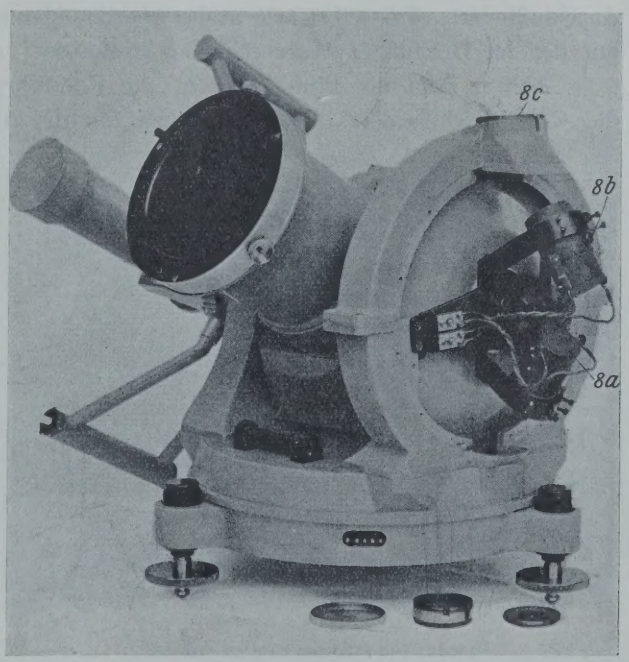


Abb. 4. Teilansicht des Instruments.

Abb. 4 zeigt das Instrument nach Abnahme des Blendrohrs (4a) und nach Abnahme der Schutzhaube (8). In den Fassungen (8a, 8b) sind Glühlampen untergebracht, welche zur Beleuchtung der Teilkreise bzw. der bei (8c) einzulegenden Uhr dienen.

Abb. 5 stellt das Instrument nach Herausnahme des das Film- und Verschluß-Gerät tragenden Gehäuses (6) dar. Es ist die Durchbohrung im Hauptspiegel zu sehen

sowie der linke Teil der durchbohrten Horizontalachse, in welcher das Reversionsprisma untergebracht ist. Ferner sind die Anschlußklemmen und Kabel zu sehen.

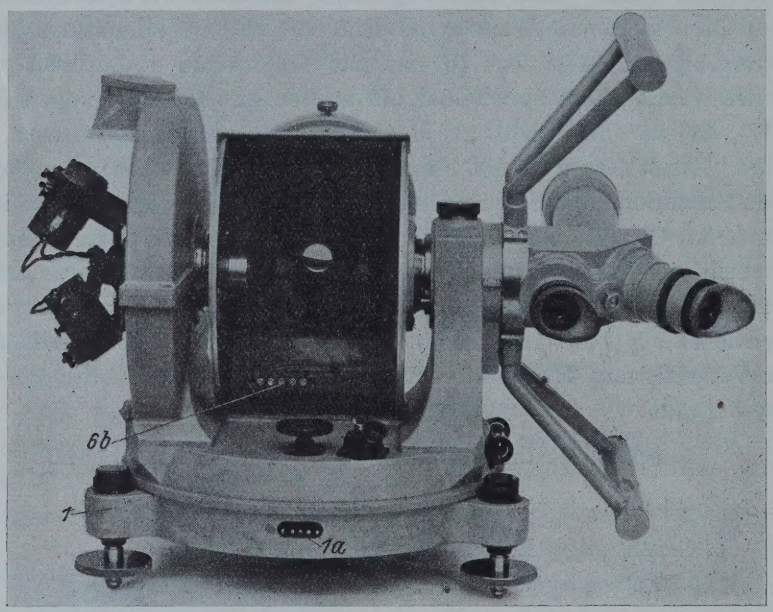


Abb. 5. Teilansicht des Instruments.

Bei Einsetzen des Film- und Verschlußgehäuses (*6*), Abb. 6 bis 9, legen sich die Anschlußfedern (*6a*) selbsttätig in die Anschlußklemmen (*6b*) und stellen die Verbindung mit der im Dreifuß (*1*) vorgesehenen Steckdose (*1a*) her.

Abb. 6 zeigt die Filmkassetten, die Filmführung sowie den Verschluß (*6c*) für die Gesichtsfeldkamera. Der Verschluß für die Aufnahme der Teilkreis-Ablesungen liegt oberhalb des Prismas (*34*) und ist ebenfalls als Drehblende ausgebildet.

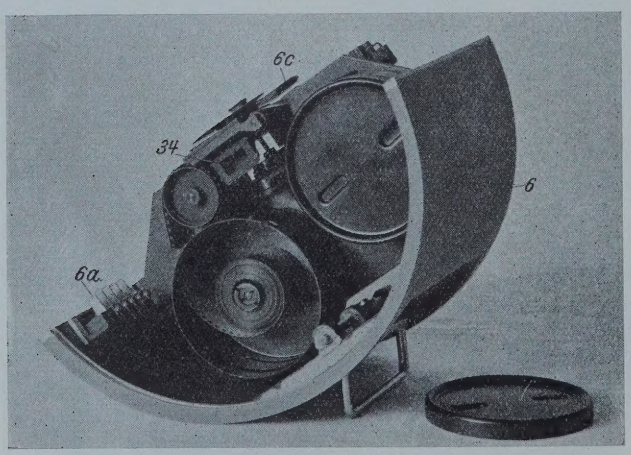


Abb. 6. Die Filmkassetten mit Zubehör.

Abb. 7 zeigt das Filmgehäuse nach Abnahme der Kassetten (*6g*, *6h*).

Abb. 8 zeigt das Gehäuse von der anderen Seite gesehen, auf welcher die Transport- und Schaltrelais (*6d* und *6e*) sichtbar sind. Auf dem Schaft der Drehblende (*6c*) ist noch eine Kontaktscheibe (*6f*) vorgesehen, welche in dem Augenblick, in welchem die Blendenöffnung vor dem Film vorbeigeht, in welchem also die Belichtung des Gesichtsfeldbildes erfolgt, Kontakt gibt. Mittels dieser Kontakte können über eine besondere Fernleitung auf einem in der Zentrale aufzustellenden Chronographen die Belichtungszeiten, also die exakten Beobachtungszeiten, registriert werden. Eine Kontrolle, daß nicht durch eine etwaige Phasenverschiebung

der Drehblenden oder sonst unerwünschte systematische Fehler sich einschleichen, ist dadurch gegeben.

In Abb. 9 ist noch eine Schalttafel für die Zentrale mit Anschlußklemmen für drei Beobachtungsstationen dargestellt.

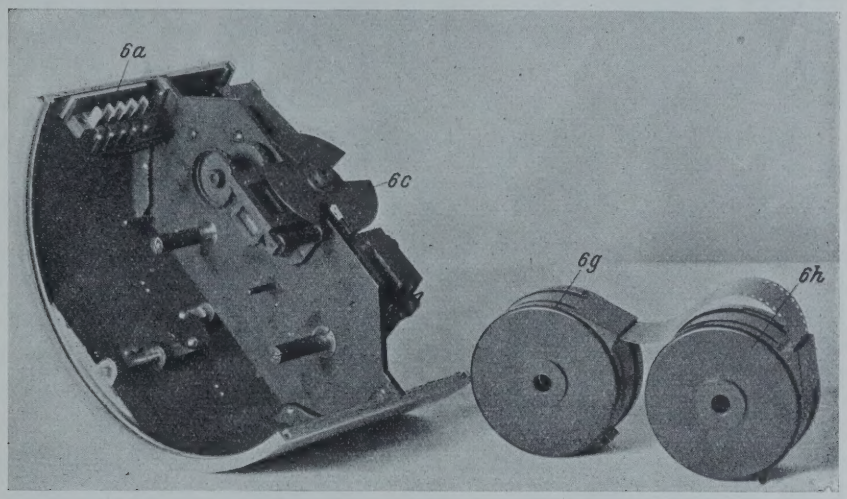


Abb. 7. Filmgehäuse von der Spulenseite.

In Abb. 10 ist ein fertiger Filmstreifen in vergrößertem Maßstab dargestellt. — Zur Auswertung der Filmstreifen sind die Teilkreisbilder abzulesen, aus den Gesichtsfeldbildern die rechtwinkligen Koordinaten x, y zu entnehmen, aus denen gemäß der Formel (S. 531) die zu den Kreisablesungen hinzuzufügenden Verbesserungen zu berechnen sind.

Die Arbeit wird durch das in Abb. 11 dargestellte Instrument sehr erleichtert. Die Kassette (*14*) dient zur Aufnahme des entwickelten Filmes, welcher mittels der Kurbel (*16*) durch den üblichen Stachelwalzen-Mechanismus nach der Aufnahmekassette (*15*) gefördert wird.

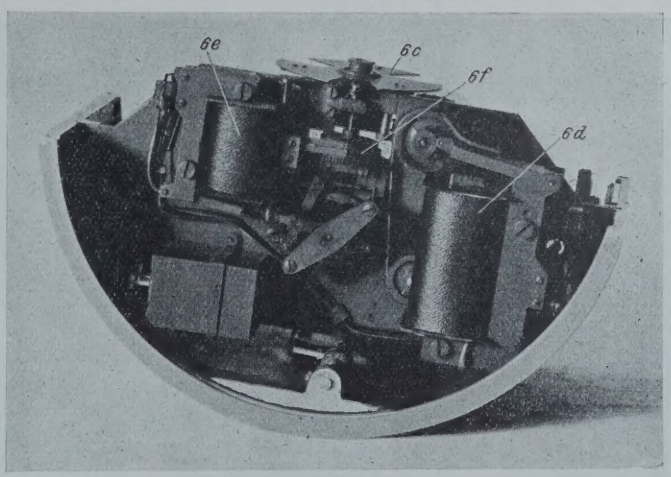


Abb. 8. Filmgehäuse von der Relais-Seite.

Der Apparat ist als 6fach vergrößerndes Mikroskop ausgebildet, in dessen Okular (*17*) Bild für Bild des entwickelten Filmstreifens gemäß Abb. 12 erscheint. Aus den Teilkreisbildern a_0, h_0 sind die registrierten Höhen- und Azimutwinkel abzulesen. Die ringsektorförmigen Zifferblattbilder dienen wie oben erwähnt zur Kontrolle der Bildfolge (S. 534). Aus der Stellung des Flugzeugbildes F im Gesichtsfeldbild sind die rechtwinkligen Koordinaten in bezug auf das Achsensystem x, y zu entnehmen.

Der Ableseapparat trägt eine Meßvorrichtung, welche nicht nur die Werte der rechtwinkligen Koordinaten x, y, sondern gleich die Werte der Verbesserungen abzu-

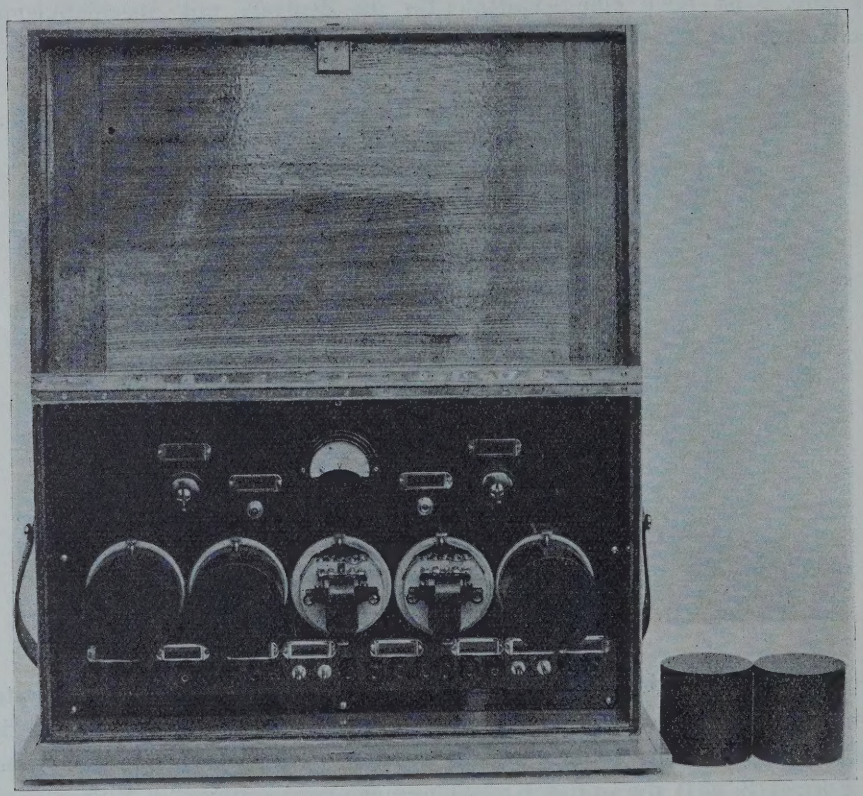


Abb. 9. Schalttafel.

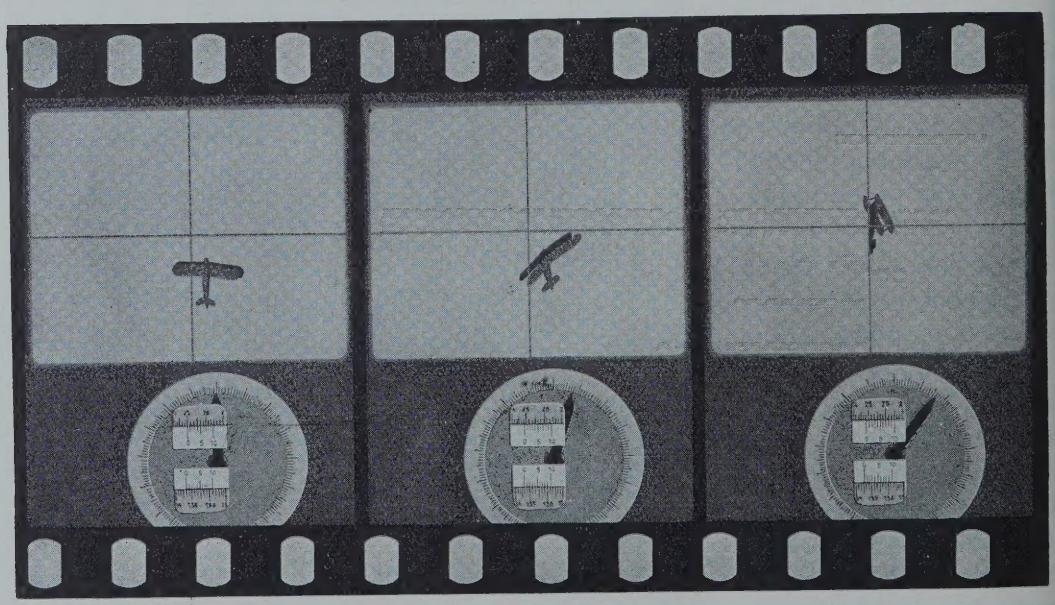


Abb. 10. Filmstreifen (vergrößert).

lesen gestattet, die an die Teilkreisablesungen anzubringen sind, vorausgesetzt, daß der Höhenwinkel einen Wert von 75 bis 80° nicht überschreitet, was aus anderen

Gründen durch zweckmäßige Anlage des Beobachtungsprogramms sowieso zu vermeiden ist.

In diesem Fall reicht es hin, in den Formeln für die verbesserten Azimute und Höhenwinkel (S. 531) nur die Glieder erster Ordnung zu berücksichtigen, so daß also die verbesserten Azimute und Höhenwinkel a bzw. h nach den Formeln:

$$a = a_0 + da, \qquad h = h_0 + dh,$$

wo

$$da = x \sec h_0, \qquad dh = y$$

gesetzt ist, berechnet werden können. Für die Verbesserung dh des Höhenwinkels kann also der Wert der y-Koordinate direkt genommen werden. Für die Verbesserung des Azimutwinkels da ergibt sich eine sehr einfache geometrische Deutung aus Abb. 13. Die Abbildung stellt das Gesichtsfeldbild mit den Koordinatenachsen x, y und dem Flugzeugbild F dar. Denkt man sich durch F eine gerade Linie g unter dem registrierten Höhenwinkel h_0, gegen die x-Achse geneigt, gezogen, welche die y-Achse in dem Punkt F_0 schneidet, so ist

$$F F_0 = x \cdot \sec h_0.$$

Die Strecke $F F_0$ stellt also im Winkelmaß gemessen die an das registrierte Azimut a_0 anzubringende Verbesserung dar. Dementsprechend sind in der Bildebene des Objektivs des Ableseapparates 2 mit eingeätztem Maßstab versehene Glasplatten angeordnet, welche in dem auf den Zylindern (*18*, *19*) senkrecht zur Bewegungsrichtung des Films mittels des Handgriffs (*21*) vermöge der Verzahnung (*22*, *23*) verschiebbaren Kasten (*20*) untergebracht sind. Die die Teilungen tragenden Flächen der Glasplatten sind einander zugekehrt. Die eine Platte ist mit Hilfe des Handgriffs (*26*) um den Nullpunkt ihres Maßstabes drehbar, welcher sich mit dem Nullpunkt des Maßstabes der anderen Platte deckt. Der Winkel, um welchen der Maßstab der drehbaren Platte gegen die Bewegungsrichtung des Kastens (*22*), also senkrecht zur Bewegungsrichtung des Films, also gegen die Richtung der x-Achse der Gesichtsfeldbilder geneigt, eingestellt wird, ist an dem Kreis (*28*) mit Hilfe des Nonius (*27*) abzulesen. — Die andere Platte ist so angeordnet, daß ihr Maßstab der

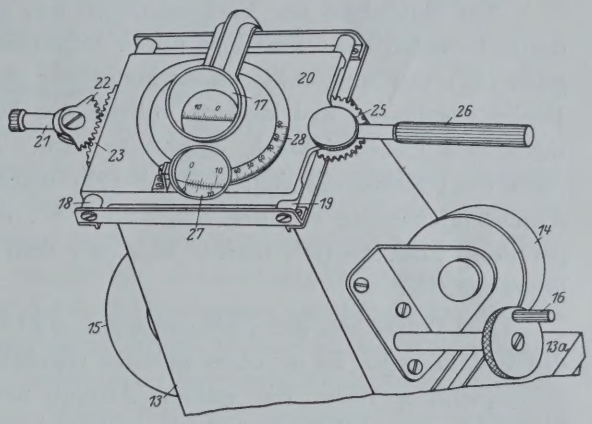


Abb. 11. Instrument zur Ablesung der Filmstreifen.

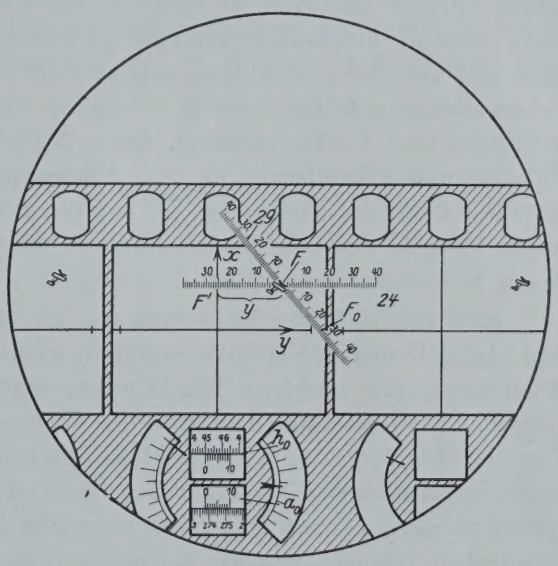


Abb. 12. Gesichtsfeldbild im Ableseinstrument.

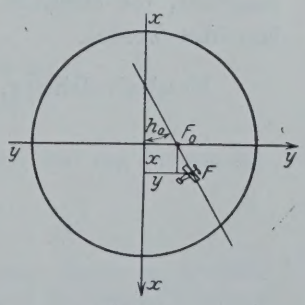


Abb. 13.

Bewegungsrichtung des Films, also der y-Achse der Gesichtsfeldbilder parallel liegt. Die Maßstäbe sind — wie aus der Abb. 12 ersichtlich ist — vom Nullpunkt aus nach beiden Seiten hin geteilt.

Zur Entnahme der Verbesserungen da, dh ist nun nichts weiter nötig, als daß durch Bewegen des Films und durch Verschieben des Kastens (*20*) mittels des Handgriffs (*21*) der Nullpunkt beider Maßstäbe mit dem Zielpunkt F des Zielbildes zur Deckung gebracht und alsdann mittels des Handgriffs (*26*) an dem Nonius (*27*) der registrierte Höhenwinkel h_0 eingestellt wird. Der Abschnitt FF_0 (Abb. 12), den alsdann die y-Achse auf dem Maßstab (*29*) macht, ist gleich dem absoluten Wert der Azimutverbesserung da, der Abschnitt FF', den die x-Achse auf dem zur y-Achse parallelen Maßstab (*24*) macht, ist gleich dem absoluten Wert der Höhenwinkel-Verbesserung dh.

Das Vorzeichen der Verbesserungen ergibt sich aus dem Quadranten, in welchem das Zielbild liegt. Es ist ohne weiteres ersichtlich, daß mit Hilfe des Ableseapparates in bequemster Weise die wahren Azimut- und Höhenwinkel erhalten werden. Die Maßstäbe sind selbstverständlich entsprechend der Brennweite der Kamera-Optik des Kinotheodoliten und entsprechend der Brennweite des Mikroskop-Objektivs so geteilt, daß man unmittelbar Winkelwerte abliest. Damit geringe Maßstabänderungen, welche beispielsweise durch Filmschrumpfung oder sonstige Einflüsse verursacht werden, unschädlich gemacht werden können, kann das Objektiv des Ableseapparates und die Filmführung entsprechend verstellt werden. Auf der auf die Gesichtsfeldbilder aufzukopierenden y-Achse in der Aufnahme-Kamera sind durch kurze Teilstriche zwei Punkte markiert, deren Winkelabstand 80 Bogen-Minuten entspricht. Objektiv und Filmführung in dem Ableseapparat sind daher so zu justieren, daß bei Einstellung des Maßstabes (*24*) auf den Schnittpunkt der x- und y-Ache in dem ersten Filmbild des betreffenden Streifens die Teilstriche (*40*) des Maßstabes (*24*) mit diesen Marken zusammenfallen.

Sind mit Hilfe des Ableseapparates für alle Beobachtungs-Standpunkte, Bild für Bild, Azimut- und Höhenwinkel ermittelt, so erfolgt die Berechnung der rechtwinkligen Koordinaten der einzelnen Flugbahnorte und somit die Ermittlung der gesuchten Flugbahn am einfachsten mit Hilfe der in *dieser Zeitschr. 41. S. 289. 1921* angegebenen Formeln. Die hierzu notwendigen logarithmischen Rechnungen, die in Anbetracht des meist verhältnismäßig umfangreichen Beobachtungsmaterials erhebliche Zeit in Anspruch nehmen, können mit Hilfe einer zur Zeit bei den Askania-Werken im Bau befindlichen trigonometrischen Rechenmaschine erspart werden. — Über die Rechenmaschine, die ebenfalls nach meinen Angaben gebaut wird, wird später ausführlich berichtet werden.

Neubabelsberg, August 1929.

Genauigkeitsergebnisse eines Vergleichs optischer Distanzmessungen mit Messungen entsprechend der Württembergischen Amtlichen Technischen Anweisung für Katastervermessungen.

Von

Wilhelm Schneider in Stuttgart.

(Mitteilung aus dem Geodätischen Institut der Technischen Hochschule Stuttgart.)

Im Zusammenhang mit den Versuchen in anderen Ländern über die Brauchbarkeit der optischen Distanzmessung für Katastervermessungen wurden auch in Württemberg erstmals von einem größeren Kreis von Vermessungsfachleuten[1]) Vergleichsmessungen vorgenommen. Dabei wurde die württembergische technische Anweisung für Katastervermessungen, Erlaß des Steuerkollegiums, Abt. für direkte Steuern vom 15. Januar 1895 beigezogen. Die Genauigkeitserfolge wurden an den Fehlergrenzen dieser Vorschrift gemessen und die Meßmethoden dieser Anweisung (Orthogonalaufnahme) unmittelbar mit der optischen Messung (Polaraufnahme) verglichen. Die gesamten Genauigkeits- und Wirtschaftlichkeitsergebnisse seien hier kurz mitgeteilt.

An Instrumenten standen zur Verfügung: 4 Reduktionstachymeter Boßhard-Zeiss [(1) s. das Literaturverzeichnis am Schluß] mit Latten („Redta“) Nr. 18632, 22770, 22771 und 22773, 1 Repetitionstheodolit Zeiss II Nr. 19335 mit Distanzmeßkeil und Latte Nr. 17 von Kern-Aregger[2]) (2) und 1 Universaltheodolit Nr. 281 mit Meßkeil und Latte Nr. 281 von Wild (3), außerdem Meßstangen und Kreuzscheiben zur Orthogonalaufnahme nach § 37 der württ. techn. Anweisung.

Die Messungen erstreckten sich auf einfache, direkte Streckenmessung, Koordinatenaufnahme und Polygonzugmessung.

Um bei der Streckenmessung und Koordinatenaufnahme die Genauigkeit unmittelbar beurteilen zu können, wurde die gegenseitige Lage der Punkte in Abb. 1 auf trigonometrischem Wege von der Basis AB aus festgelegt. Der mittlere absolute Streckenfehler ist hierbei ± 3 mm. Die derart ermittelten Streckenlängen gelten als „wahre“ Werte im Vergleich mit den optisch oder anderweitig erhaltenen Werten und die Differenzen der beiden als „wahre“ Fehler.

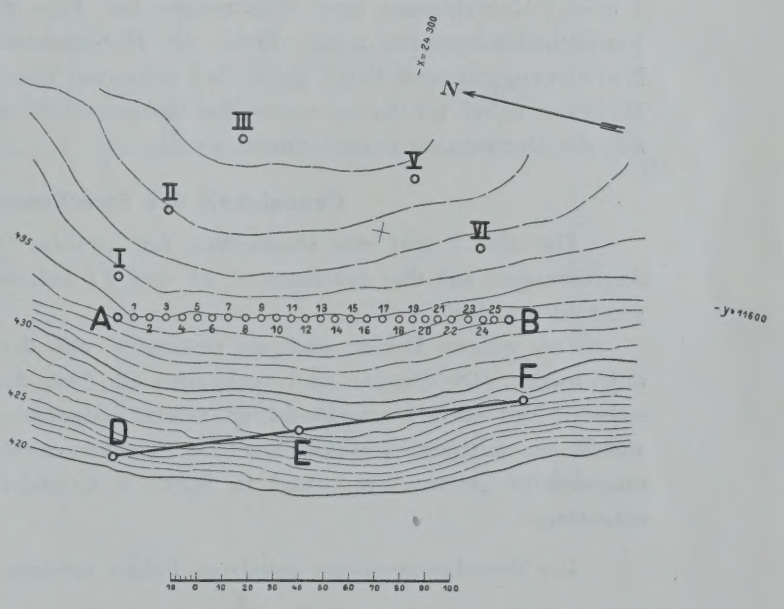


Abb. 1.

[1]) Ausgeführt wurden diese Messungen von den Teilnehmern eines Kurses in optischer Distanzmessung für höhere württ. Vermessungsbeamte an der Technischen Hochschule Stuttgart am 23., 24. und 25. Mai d. J. Die Messungen wurden am 30. Mai und 7. Juni durch weitere Beobachtungen ergänzt.

[2]) Identisch mit Doppelbildtachymeter der Firma Max Hildebrand in Freiberg i. Sa.

Die Punkte *I*, *II*, *III*, *V* und *VI* dienten je als Standpunkt für die Messung der Strecken nach *A*, *1*, *2* ... *25*, *B*. Durch Vergleich der optisch gemessenen Längen dieser Strecken mit ihren „wahren" Werten sollte ein Maß für die Genauigkeit der optischen Distanzmessung mit den verschiedenen Instrumenten auf verschiedene Entfernungen erhalten werden.

Zur Koordinatenaufnahme wurde die Gerade *D*—*E*—*F* als Aufnahmelinie für die Punkte *A*, *1*, *2* ... *25*, *B* verwendet. Die Koordinatenaufnahme hatte den doppelten Zweck: 1. die Genauigkeit der Polarkoordinatenaufnahme mit optischer Distanzmessung und 2. die Genauigkeit der Orthogonalaufnahme mittels Meßstangen und Kreuzscheibe zu bestimmen. Um beide Verfahren gegenseitig vergleichen zu können, wurden aus den Polarkoordinaten rechtwinkelige Koordinaten gerechnet. Punkt *E* war Standpunkt für die Polaraufnahme.

Gegenstand der Polygonzugsmessung war ein ordnungsmäßig an- und abgeschlossener Zug zwischen trigonometrischen Punkten der württembergischen Landesvermessung mit exzentrischen Anfangs- und Endpunkten.

Zur Beurteilung nachstehend aufgeführter Ergebnisse ist von Wichtigkeit, daß während nahezu sämtlicher Arbeiten ungünstige Witterung (Luftflimmern) herrschte und fast alle Beobachter zum erstenmal an derartigen Instrumenten tätig waren. Als optisch gemessene Strecke gilt im folgenden immer das Mittel aus den Messungen einer Gruppe. Zwei Herren der Gruppe waren in der Regel am Instrument, einer abwechslungsweise an der Latte. Zu diesem Mittel tragen also 2 Beobachter mit je 1 oder 2 Koinzidenzen bzw. Schätzungen bei. Eine derart gemessene Strecke war beim Reduktionstachymeter schon direkt die Horizontalentfernung. Die Instrumente von Kern-Aregger und Wild gaben bei geneigter Visur erst die Schrägentfernung. Mit Hilfe des dabei jeweils zu messenden Höhenwinkels mußte daher noch eine Reduktion auf die Horizontale vorgenommen werden.

Genauigkeit der Streckenmessung.

Die Abb. 2 gibt eine Darstellung der „wahren" Fehler w, die mit den einzelnen Ausrüstungen auf den Stationen *I*, *II* und *VI* bei der optischen Streckenmessung gemacht wurden.

Die wahren Fehler sind als Ordinaten mit den Streckenlängen s als Abszissen aufgetragen. (Die Punkte sind verbunden im Sinn der zeitlichen Reihenfolge der Aufnahme.) Der entfernteste Punkt ist zuletzt aufgenommen. Aus den „wahren" Fehlern wurde ein mittlerer Gesamtfehler der Strecken errechnet und in Tabelle 1, Spalte 7 ausgedrückt in mm (w_m) und in Spalte 8 ausgedrückt in $^0/_{00}$ der Entfernung (t_m) eingetragen.

Die Berechnung dieser mittleren Fehler erfolgte nach den Formeln $w_m = \sqrt{\frac{[w^2]}{n}}$ und $t_m = \frac{w_m}{s_m}$, wo $s_m = \sqrt{\frac{[s^2]}{n}}$ die Quadratwurzel aus dem Mittelwert der Seitenquadrate darstellt. Diese t_m und w_m enthalten nun je einen regelmäßigen und einen unregelmäßigen Fehleranteil. Der Ermittlung dieser Fehleranteile liegt folgende Überlegung zugrunde:

Wenn die Vorzeichen der Fehler w nicht oder nur selten wechseln, liegt ein regelmäßiger Fehler vor, und zwar entweder ein Fehler der Additionskonstanten $w = dc_1$ oder der Multiplikationskonstanten $w = dk_1 \cdot s$ oder es liegen beide Fehler vor $w = dc_2 + dk_2 \cdot s$. Hierin bedeutet s die beobachtete Streckenlänge. In Abb. 2 tritt ein solcher Fall für

$w = dc_1$ bei Gruppe 7 auf. Eine Ausgleichungsgerade der durch die w und s der Gruppe 7 bestimmten Punkte ist eine Parallele zur s-Achse im Abstand $+17$ mm. Erst am Schluß ihrer Arbeit am 24. Mai vormittags hat diese Gruppe tatsächlich die zusätzliche Additionskonstante von $+17$ mm durch Messen einer Vergleichsstrecke von 10,000 m ermittelt (am Instument „Redta“ Nr. 22771), aber versehentlich nicht justiert. Dieser Fehler trat daher bei Messungen mit diesem Instrument immer auf,

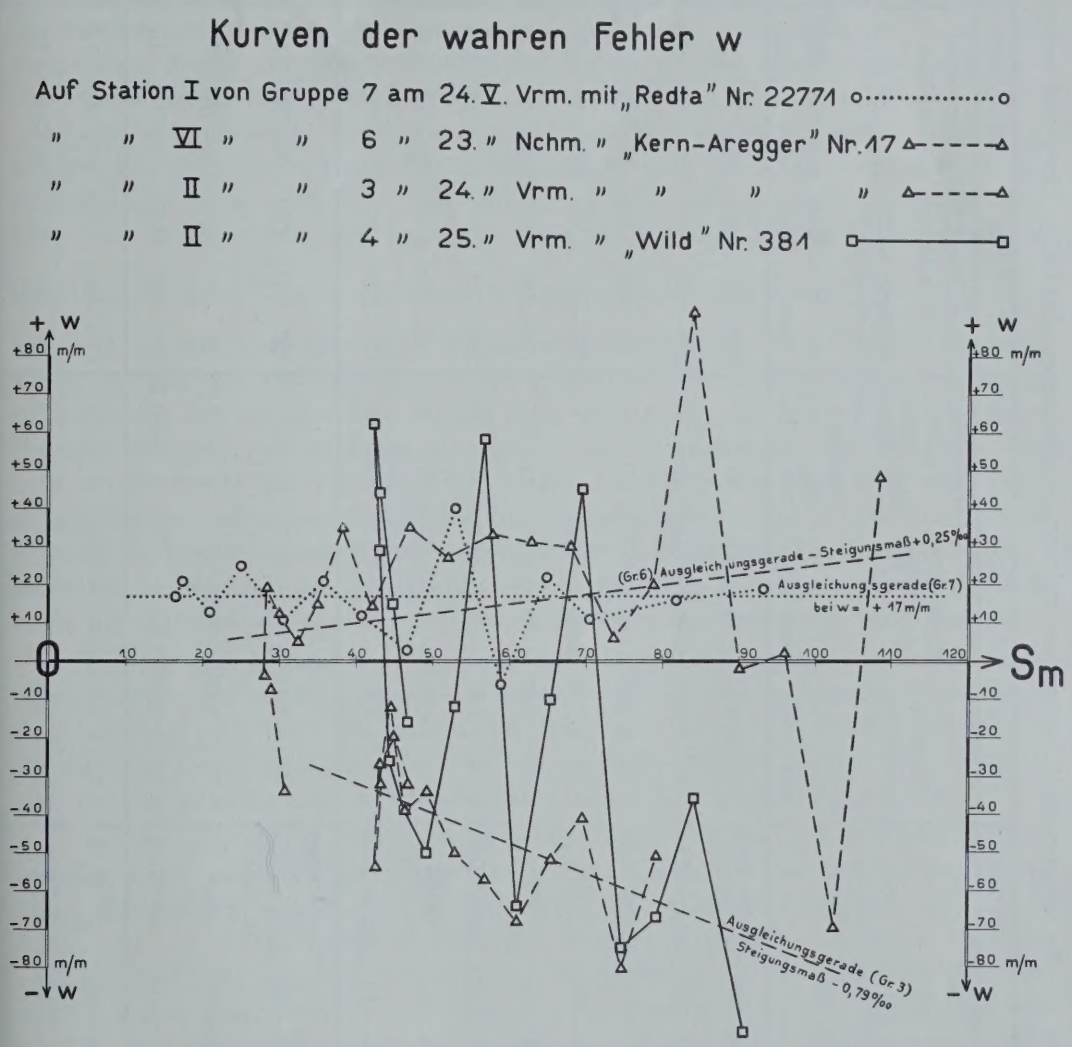


Abb. 2.

nämlich schon bei Gruppe 1 am 23. 5. nachm., bei Gruppe 5 am 24. 5. nachm. und am 25. 5. vorm, beim Polygonzug.

Abb. 2 Gruppe 3 zeigt den Fall $w = dk_1 \cdot s$, also einer Abweichung der Multiplikationskonstanten von 100,000 um dk_1. Das Steigungsmaß der Ausgleichungsgeraden $-0{,}79\,^0/_{00}$ gibt die Größe von dk_1, und zwar bei der Distanzmeßeinrichtung Kern-Aregger am 24. 5. vormittags. Die weiteren Messungen mit diesem Instument zeigen, daß die Multiplikationskonstante zwischen den Grenzen 99,900 und 100,025 (Gruppe 6) variabel war. Als persönliche Gleichung der einzelnen Beobachter kann diese Variation darum nicht angesprochen werden, da zu gleicher Zeit mehrere Herren

Tabelle 1. Streckenmeßgenauigkeit.

Vergleich der optisch gemessenen mit den trigonometrisch bestimmten „wahren“ Streckenlängen. (Erstmalige Übung und ungünstige Witterung.)

Zeile	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17
Spalte	Beobachter Gruppe	Datum	Beobachtungs-station	n-Zahl der Beobachtungen	Gemessene Strecken-längen von bis m	mit Instrument	Mittlerer Gesamtfehler		Mittlerer unregelmäßiger Fehler		Regelmäßiger Fehler: Additions-Konstante	Regelmäßiger Fehler: Multiplikations-Konstante	Nach Württ. Techn. Anweisung § 56 zulässiger Höchstfehler: Gelände Kl. II (Übungsgelände)		Gelände Kl. I		Bemerkungen
							w_m mm	t_m ‰	w'_m mm	t'_n ‰	dk mm	dm ‰	von bis mm	i.Mittl. ‰	von bis mm	i.Mittl ‰	
1	1	23. V. nachm.	II	18	40—100	„Redta“ Zeiss (Nr. 22771)	± 19	± 0,30	± 15	± 0,24	+ 17	0	120—210	2,55	80—150	1,75	Die Additionskonst. wurde von Gr. 7 am 24. vorm. festgestellt. Versehentlich nicht justiert.
2	2	23. V. nachm.	III	21	70—120	„Redta“ Zeiss	± 46	± 0,50	± 28	± 0,31	+ 25	0	170—240	2,20	120—170	1,55	Die Additionskonstante wurde am 24. V. (früh) justiert.
3	3	23. V. nachm.	I	13	15— 80	„Redta“ Zeiss	± 14	± 0,30	± 14	± 0.30	0	0	60—180	3,00	50—130	2,40	
4	4	23. V. nachm.	V	19	50—130	desgl. Nr. 22773	± 23	± 0,30	± 23	± 0,30	0	0	140—250	2,35	100—180	1,75	
5	5	24. V. nachm.	III	22	70—120	desgl. Nr. 22771	± 24	± 0,27	± 17	± 0,20	+ 17	0	170—240	2,20	120—170	1,55	siehe Bemerkung Zeile 1 Spalte 17.
6	6	24. V. vorm.	V	22	50—130	„Redta“ Zeiss	± 23	± 0,31	± 23	± 0,31	0	0	140—250	2,35	100—180	1,75	
7	7	24. V. vorm.	I	14	15—100	desgl. Nr. 22771	± 19	± 0,36	± 11	± 0,21	+ 17	0	60—210	3,10	50—150	2,30	siehe Bemerkung Zeile 1 Spalte 17.
8	7	25. V. vorm.	III	19	70—110	„Redta“ Zeiss	± 14	± 0,17	± 14	± 0,17	0	0	170—220	2,20	120—170	1,60	
9	3	24. V. vorm.	II	14	40— 80	Kern-Aregger (Nr. 17) (mit Th. Zeiss II) Nr. 19335	± 47	± 0,85	± 14	± 0,25	0	— 0,79	120—180	2,6	80—130	1,8	Aus diesen Beobachtungen folgt eindeutig, daß zwischen den 23. V. und 24. V. eine Änderung der Multiplikationskonstanten (des Ablenkungswinkels) eintrat. Siehe Tabelle 2 Zeile 3.
10	6	23. V. vorm.	VI	21	25—110	desgl.	± 34	± 0,57	± 31	± 0,51	0	+ 0,25	90—220	2,6	65—160	2,2	
11	7	24. V. nachm.	V	26	50—130	desgl.	± 64	± 0,76	± 25	± 0,30	0	— 0,76	140—250	2,4	100—180	1,7	
12	1	24. V. vorm.	III	12	70— 90	Wild Nr. 281	± 70	± 0,95	± 70	± 0,95	0	0	170—200	2,3	120—140	1,6	Die Messungen verschiedener Beobachter unterschieden sich um 2 ‰.
13	2	24. V. nachm.	I	10	15— 60	desgl.	± 25	± 0,67	± 25	± 0,67	0	0	70—150	3,0	50—110	2,5	
14	4	25. V. vorm.	II	16	40— 90	desgl.	± 49	± 0,77	± 49	± 0,77	0	0	120—200	2,6	80—140	1,8	

die gleichen Resultate erhielten. Die Ursache liegt vielmehr in einer Änderung des Ablenkungswinkels. Untersuchungen darüber liegen außerhalb dieser Mitteilung.

Wo derartige regelmäßige Fehler auftraten, wurden sie rechnerisch ermittelt und ihre Größen als Fehler der Additions- und Multiplikationskonstanten in Tab. 1 Spalte 11 und 12 angegeben, Ferner wurden aus den Widersprüchen w mit Hilfe dieser regelmäßigen Fehleranteile die unregelmäßigen Fehleranteile w' ermittelt.

Gegenstand der weiteren Betrachtung sind nun diese zufälligen Beobachtungsfehler w' mit ziemlich regelmäßigem Vorzeichenwechsel. Ackerl (4) untersucht den Zusammenhang dieser Fehler mit den Streckenlängen, indem er ihre Absolutwerte entstanden denkt nach den Gesetzen $w' = c_1 + k_1 \cdot s$, $w' = c_2 + k_2 \cdot \sqrt{s}$, $w' = k_3 \cdot s$ und $w' = k_4 \cdot \sqrt{s}$ und sagt, daß dasjenige Gesetz die tatsächlichen Verhältnisse am besten wiedergibt, welches den kleinsten mittleren Beobachtungsfehler nach der Ausgleichung ergibt. Als solches findet er $w' = k_4 \cdot \sqrt{s}$. Der danach von Ackerl (4) errechnete Fehler einer Seite von 100 m weicht nun praktisch nicht ab von dem mittleren unregelmäßigen Relativfehler $t'_m = \frac{w'_m}{s_m}$, der aus dem mittleren unregelmäßigen Fehler $w'_m = \pm \sqrt{\frac{[w'^2]}{n}}$ und dem quadratischen Mittelwert der Seiten s_m errechnet ist. Da bei den vorliegenden Beobachtungen die zufälligen Fehler w' hinsichtlich der Streckenlängen, bei denen sie auftreten, sehr unregelmäßig verteilt sind, wurden nur die w' und t' nach obigen Formeln berechnet und in Tabelle 1, Spalte 9 und 10 angegeben. Zum Vergleich sind in Spalte 13 bis 16 die aus der württ. techn. Anweisung von 1895 § 56 ermittelten entsprechenden zulässigen Höchstfehler für Geländeklasse II, der Klasse des Übungsgeländes, und Geländeklasse I (horizontales Gelände) eingetragen. Die Spalten 13 und 15 geben die im betreffenden Entfernungsintervall zulässigen Höchstgrenzen der Absolutfehler. Aus diesen wurden die relativen Mittelwerte der Spalten 14 und 16 gebildet.

Die w'_m und t'_m sind die unter günstigen Umständen zu erwartenden mittleren unregelmäßigen Fehler. Sie werden beim Reduktionstachymeter Boßhardt-Zeiss immer dann auftreten, wenn der Beobachter das Instrument vor einer größeren Arbeit hinsichtlich des Projektions-, Additions- und Multiplikationsfehlers justiert hat. Die restlose Justierung ist in etwa 1 Std. ausführbar uud bleibt wochenlang erhalten.

Bei der Ausrüstung Kern-Aregger sind außer den beiden Lattenfehlern (Stab vertikal, Latte senkrecht zur Visur) und dem Indexfehler des Höhenwinkelzeigers keine Justierungen möglich. Hier treten also die zufälligen Fehler w'_m und t'_m als Fehler der auf die Horizontale reduzierten, direkten Lattenablesung nur in dem besonderen Fall auf, wenn im Zeitpunkt der Beobachtung die Multiplikationskonstante zufällig genau gleich 100,000 war. Um dies festzustellen, bzw. um die jeweilige tatsächliche Multiplikationskonstante rechnerisch zu ermitteln, sind aber bei jeder verhältnismäßig kurzen Arbeitsperiode Vergleichsmessungen nötig.

Die Ausrüstung Wild unterscheidet sich hierin von Ausrüstung Kern-Aregger insofern, als die „Konstanten“ weniger für verschiedene Zeiten als für verschiedene Beobachter bzw. verschiedene Aughaltung desselben Beobachters variabel sind. Die persönlichen Messungsunterschiede der einzelnen Beobachter innerhalb einer Gruppe sind nämlich bei Zeiss und Kern-Aregger infolge der Eigenart der Austrittpupillen gering, meist innerhalb der Koinzidenz- bzw. Schätzungsgenauigkeit, dagegen bei Wild deutlich und empfindlich. Die Ablesungsunterschiede zwischen 2 Beobachtern wachsen bei Wild etwa proportional zur Entfernung und wechseln für verschiedene Beobachter zwischen 0 und $2\,^0/_{00}$ der Entfernung.

Genauigkeit der Koordinatenaufnahme.

Über die Genauigkeit der Koordinatenaufnahme gibt die Tabelle 2 Aufschluß. In den Zeilen 1 bis 4 sind die Ergebnisse der Polarkoordinatenaufnahmen mit optischer Distanzmessung eingetragen. Die in Spalten 7 und 8 angegebenen mittleren Gesamtfehler w_m und t_m sind in derselben Weise wie in Tabelle 1 berechnet. Die in dem w_m enthaltenen regelmäßigen Fehleranteile führten wie oben zu den Größen der Fehler der Additions- und Multiplikationskonstanten, die bei diesen Beobachtungen vorhanden waren (Spalte 11 und 12), und zu den mittleren unregelmäßigen Fehlern w'_m und t'_m (Spalten 9 und 10). Die mittleren Fehler der aus den Polarkoordinaten errechneten rechtwinkeligen Koordinaten in Spalte 13 und 14 sind gebildet nach $m_y = \pm\sqrt{\frac{[w_y^2]}{n}}$ bzw. $m_x = \pm\sqrt{\frac{[w_x^2]}{n}}$, worin w_y und w_x die Differenzen der „wahren" und der aus den gemessenen Polarkoordinaten errechneten orthogonalen Koordinatenwerte sind. Die mittleren Abstandsfehler (Spalte 15) sind gebildet nach $m_p = \sqrt{m_y^2 + m_x^2}$. Die Spalten 16, 17 und 18 enthalten die mittleren unregelmäßigen Fehleranteile $m'_y = \sqrt{\frac{[w_y'^2]}{n}}$, $m_x' = \sqrt{\frac{[w_x'^2]}{n}}$ und $m'_p = \sqrt{m_y'^2 + m_x'^2}$ die in m_y, m_x und m_p enthalten sind und die mit Hilfe der Werte der Spalten 11 und 12 errechnet wurden. Spalte 21 gibt die maximale Abweichung der aus den orthogonalen Koordinaten gerechneten Punktentfernung von der wahren Entfernung je zweier Punkte (Kopfmaßfehler). Die Auf-

Tabelle 2.

Zeile	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
Spalte	Beobachter Gruppe	Datum	Beobachtungsstation	n-Zahl der aufgenommenen Punkte	Gemessene Streckenlängen von bis mm	mit Instrument	Mittlerer Längenfehler insgesamt w_m mm	t_m ‰ der Entfg.	unregelmäßiger Anteil w'_m mm	t'_m ‰ der Entfg.	Regelmäß. Fehler Addit. Konstan. dc mm
							Polarkoordinatenaufnahme:				
1	2 u. 4	24. V.	E	27	44—93	„Redta" Zeiss	± 17,5	± 0,27	± 17,5	± 0,27	0
2	S	30. V. vorm.	E	27	44—93	„Redta" Zeiss	± 16,9	± 0,25	± 16,9	± 0,25	0
3	1	25. V. vorm.	E	27	44—93	Kern-Aregger m. Th. Zeiss II	± 70,0	± 1,10	± 18,5	± 0,29	0
4	5	23. V. nachm.	E	20	44—86	Wild	± 55,0	± 0,95	± 33,0	± 0,57	— 40
			Abstand der Messungslinie von DEF m		Lotlängen von bis m		Orthogonalkoordinatenaufnahme:				
5	7	23. V. nachm.	30	27	2—24	Kreuzscheibe „Sartorius" Meßstangen „Nestle"	—	—	—	—	—
6	5	24. V. vorm.	32	27	0—22		—	—	—	—	—
7	3	24. V. nachm.	31	27	1—23		—	—	—	—	—
8	6	25. V. vorm.	0 (= DEF)	10	32—54		—	—	—	—	—

nahme sämtlicher 27 Punkte durch S (Zeile 2) in 80 Minuten wurde mit 2 Meßgehilfen und 2 Latten einschließlich Instrumentenaufstellung ausgeführt. Als gemessene Strecke galt dabei das Mittel aus den beiden Koinzidenzen zweier benachbarten Noniusstriche. Aus den Differenzen d der beiden Koinzidenzen wurde der mittlere Fehler m einer Koinzidenzeinstellung berechnet zu $m = \pm\sqrt{\frac{[dd]}{2n}} = \pm 8$ mm. Der Anteil dieses Fehlers am absoluten Fehler von ± 17 mm ist also nur $^1/_2$.

Bei der Orthogonalaufnahme mit Kreuzscheibe und Meßstangen (Tabelle 2, Zeile 5 bis 8) wurde von den Gruppen 3, 5 und 7 je eine Parallele zur Aufnahmelinie im Abstand von ca. 30 m gesteckt (siehe Spalte 3). Das bedeutet hier einen Vorteil für die Wirtschaftlichkeit der Orthogonalaufnahme. Fehler in der Absteckung der Parallelen gehen aber als regelmäßige Fehler in die Punktkoordinaten ein. Die Größen dieser konstanten Verschiebung sind aus den gemessenen und den „wahren“ y und x ermittelt und in Spalte 19 und 20 angegeben. (Eine Verschwenkung der Parallelen konnte nicht mit Sicherheit festgestellt werden.) Diese Fehler entsprechen in gewisser Hinsicht Fehlern in der Additions- bzw. Multiplikationskonstante bei optischer Polaraufnahme und sind jeweils zur Beurteilung der tatsächlichen absoluten Genauigkeit eines einzelnen Punktes den mittleren unregelmäßigen Fehlern hinzuzufügen. Es sind daher in Spalten 13, 14 und 15 zunächst die mittleren Gesamtkoordinaten- bzw. Abstandsfehler angegeben welche aus den ungeänderten gemessenen und den „wahren“ Koordinaten gebildet

Koordinatenaufnahme.

13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24
Mittlerer Lagefehler insgesamt in Koordinaten		in Abstand	unregelmäßiger Anteil in Koordinaten		in Abstand	regelmäßiger infolge Parallelabsteckung in Koordinaten		Maximaler Kopfmaßfehler	Zeitdauer der Aufnahme	Leistungszeit für 1 Punkt	Bemerkungen
m_y mm	m_x mm	m_P mm	m'_y mm	m'_x mm	m'_p mm	d_x mm	d_y mm	mm	Min.	Min.	
Optische Distanzmessung.											
± 10,0	± 16,0	± 19,0	± 10,0	± 16,0	± 19,0	—	—	32	unbek.	—	
± 12,5	± 12,5	± 17,5	± 12,5	± 12,5	± 17,5	—	—	39	80	3,0	
± 45,0	± 52,0	± 69,0	± 14,5	± 11,5	± 18,5	—	—	35	unbek.	—	Änderung des Ablenkungswinkels vom 24. auf 25. um 0,24 ‰.
± 49,5	± 26,0	± 56,0	± 23,0	± 19,0	± 30,0	—	—	102	unbek.	—	Die Messungen verschiedener Beobachter unterscheiden sich um 1,5 ‰.
Kreuzscheibe, Meßstangen, Senkel.											
± 15,5	± 46,0	± 48,5	± 15,5	± 20,0	± 25,0	0	+ 42	56	135	5,0	
± 25,0	± 34,5	± 42,5	± 15,0	± 18,0	± 23,5	— 20	+ 30	47	135	5,0	
± 20,0	± 21,0	± 29,0	± 13,0	± 13,0	± 18,5	— 15	— 17	50	140	5,2	
± 20,0 (± 21,6)	± 49,0 (± 19,0)	± 53,0 (± 28,5)	± 20,0 (± 21,0)	± 49,0 (± 19,0)	± 53,0 (± 28,5)	0	0	162 (40)	(ca. 3 Std.	(ca. 18 Min.	Klammerwerte bei Weglassen von Punkten A, 1, 2, 3, 4 und 9.

wurden. Die Werte der Spalten 16, 17 und 18 sind dagegen von den regelmäßigen Fehlern der Parallelabsteckung befreit. Diese kommen somit nur dann in Betracht, wenn die Parallele absolut fehlerfrei abgesteckt worden wäre oder die Lote nur die in Spalte 5 angegebenen Längen hätten. Da die Absteckung der Parallelen in der Praxis nicht immer möglich (Hindernisse) oder nicht wirtschaftlich (beiderseits der Linie wenige Punkte mit y nahebei 50 m) ist, so hat die Gruppe 6 die Koordinaten probeweise von D—E—F aus gemessen. Der Zeitaufwand war dementsprechend wesentlich größer. Der maximale Kopfmaßfehler dieser Gruppe von 162 mm (Spalte 21) rührt unter Umständen von einem groben Fehler her, ist aber auch zu erklären durch eine Häufung der Fehler im rechten Winkel und der Neigung der zur Sichtbarmachung von Punkt 9 aufgestellten 5-m-Stange. Die in Klammer angegebenen Werte von m_y, m_x und m_p sind unter Weglassung dieses großen Fehlers und der Fehlerbeiträge der Punkte mit y größer als 50 m errechnet. — Die Orthogonalaufnahme wurde jeweils von 3 in dieser Arbeit geübten Herren ausgeführt.

Genauigkeit der Polygonierung.

Als Maß für die Genauigkeit für die Polygonierung dienen zunächst die Abschlußfehler der Polygonzüge zwischen trigonometrischen Punkten der Landesvermessung.

Tabelle 3, Spalte 5 gibt die Fehler ΔR der Richtungsabschlüsse. Nach gleichmäßigem Verteilen dieser Fehler auf die Brechungswinkel ergibt die Durchrechnung der Züge mit den gemessenen Seiten die Koordinatenwidersprüche f_y und f_x in Spalte 7 u. 8 und daraus die $F = \sqrt{f_y^2 + f_x^2}$ in Spalte 9. Spalte 6, 10 und 11 geben zum Vergleich die in Württemberg zulässigen ΔR und die F in Geländeklasse II und I (§ 56 der technischen Anweisung). Von einer Berechnung der Längs- und Querverfehlung wurde wegen der Knieform der Züge und der geringen Differenzen abgesehen. Die Koordinaten der Polygonpunkte wurden errechnet, nachdem f_y und f_x proportional zu den Streckenlängen ausgeglichen waren.

Ein weiteres Maß für die Genauigkeit geben die Koordinatendifferenzen der einzelnen Polygonpunkte bei dem einen Zug von 807 m Länge, der vierfach unabhängig gemessen ist. Bezeichnet man die Abweichungen des Koordinatenwerts eines jeden Punkts gegenüber dem Mittel aus allen 4 Bestimmungen mit Δy bzw. Δx, so ergibt $m_p = \sqrt{\frac{\Delta y^2 + \Delta x^2}{n-1}}$ den mittleren Lagefehler der einzelnen Gruppe (Spalte 12). Beobachter v. G. hat den Zug unter Verwendung einer neuen Zeisslatte mit 2 cm Teilung von 3 m Länge gemessen, dabei sämtliche Polygonseiten bis zu 216 m Länge direkt, ohne Zwischenstation beobachtet und 2 Polygonpunkte übersprungen, also außer einer bedeutenden Zeitersparnis auch eine Ersparnis an Polygonpunkten erreicht[1]). Die in Zeile 3 bei Gruppe 5 jeweils in Klammer angegebenen Werte von f_y, f_x und F sind ohne Berücksichtigung der Additionskonstanten errechnet, die am 24. 5. vorm. am Instrument 22771 durch Gruppe 7 festgestellt und nicht justiert worden war.

Aus der Gesamtheit der Ergebnisse folgt, daß mit dem Reduktionstachymeter Boßhardt-Zeiss eine Genauigkeit der Streckenmessung erzielt wurde, der im Mittel ein absoluter, unregelmäßiger Fehler von $w_m = \pm 18$ mm für Seitenlängen von 15 bis 130 m und ein unregelmäßiger relativer Fehler von $t = \pm 0{,}26\,{}^0/_{00}$, also rund

[1]) Die neue Zeisslatte mit 2-cm-Teilung wurde auf Anregung von Herrn Ministerialrat Dr. Müller-Darmstadt durch die Fa. C. Zeiss konstruiert.

$^1/_{4000}$ der Entfernung entspricht. Unter der Voraussetzung, daß Instrument und Latte vor einer größeren Arbeitsperiode justiert werden, treten regelmäßige Fehler nicht auf. Die erreichte Genauigkeit liegt trotz der geringen Übung der Beobachter nur unwesentlich unter der anderwärts erhaltenen [siehe Ackerl (4): $w'_m = \pm 16{,}6$ mm für 11 bis 134 m, $^1/_{4000}$ bis $^1/_{5000}$]. Die Fehlergröße ist etwa gleich $^1/_{10}$ von der in Württemberg zulässigen.

Die Distanzmeßeinrichtung von Kern-Aregger gibt im Mittel als unregelmäßigen Fehler rund $^1/_{3000}$ der Entfernung unter der Voraussetzung, daß die jeweilige Multiplikationskonstante während der Arbeit aus Vergleichsmessungen ermittelt wird.

Mit der Ausrüstung Wild wurden nur rund $^1/_{1500}$ der Entfernung erreicht, wohl auch wegen der großen persönlichen Unterschiede, die teilweise wegen des Wechsels der Beobachter als unregelmäßige Fehler auftraten, die aber auch für ein und denselben Beobachter je nach Stellung des Auges zur Austrittpupille verschieden sind.

Aus der Koordinatenaufnahme geht deutlich hervor, daß die optische Polaraufnahme mindestens gleiche Genauigkeit gibt, wie eine gute Orthogonalaufnahme mit Stangen und Kreuzscheiben. Bei Verwendung des Reduktionstachymeters Boßhardt-Zeiss dürfte sogar 1,5fache

Tabelle 3. Polygonierung.

Ausgeführt mit Reduktionstachymeter Boßhardt-Zeiss und einer Latte (zwischen Punkten der Württbg. Landesvermessung).

Spalte	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
	Beobachter, Gruppe	Datum	Zahl der Polyg.-Punkte	Zugslänge	Abschlußfehler nach Messung: in Richtung ΔR nach Messung	in Richtung ΔR nach W. Techn. Anweisung zulässig	in Koordinaten f_y	in Koordinaten f_x	in Abstand $F = \sqrt{f_y^2 + f_x^2}$	in Abstand F zulässig n. Württ. Techn. Anwsg. in Gelände Kl. II.	in Abstand F zulässig n. Württ. Techn. Anwsg. in Gelände Kl. I	Mittlerer Lagefehler eines P. P. m_p	Zeitdauer der Messung des ganzen Zugs	Arbeitseffekt Meter in der Std.	Bemerkung
					c	c	cm	cm	cm	cm	cm	cm	Stdn.	m	
	4	1929 24. V. vorm.	8	807	+ 0,50	8,85	− 2	+ 4	5	122	99	2,2	4	200	Nach Angabe der Württbg. Vermessungsbeamten beträgt die Zeitdauer bei Stangenmessung ca. 6 Std., also ein Arbeitseffekt von 130 m/Std. (Bei Hin- u. Zurückmessung der Seiten und Repet. Winkelmessung mit Nonientheodolit.)
	1 u. 6	24. V. nachm.	8	807	− 4,10	8,85	− 2	− 6	6	122	99	2,2	4	200	
	5	25. V. vorm.	8	807	− 1,38	8,85	− 6 (− 3)	+ 4 (+ 23)	7 (23)	122	99	1,7	5	160	
	v. G.	7. VI. nachm.	6	807	− 0,60	7,92	− 4	+ 5	6	119	96	2,6	2,1	380	
	R. u. S.	1928 23. V. nachm.	17	1730	− 2,88	12,20	+ 10	+ 27	29	210	171	—	6,5	270	(1 Beobachter, 1 Meßgehilfe.)

Genauigkeit zu erwarten sein, außerdem aber je nach dem Gelände eine Zeitersparnis bis zu 40%.

Was die Polygonierung mit optischer Streckenmessung betrifft, so zeigen die erreichten Genauigkeiten, daß $^1/_{10}$ bis $^1/_{20}$ der in Württemberg zulässigen Fehler gut erreichbar ist und daß bei Verwendung des Reduktionstachymeters Boßhardt-Zeiss 30 bis 60% Ersparnis an Zeit und damit Kosten eintreten. Sowohl diese Genauigkeits- als auch Wirtschaftlichkeitszahlen entsprechen den sonst gefundenen [Baltensperger (5), Boßhardt (6)]. Ein Wirtschaftlichkeitsvergleich der beiden anderen Instrumente mit der Stangenmessung fällt für diese Instrumente weniger günstig aus, da die Ablesung des Höhenwinkels und die Reduktionsrechnung Mehrarbeit bedeuten.

Alles in allem sagen die Ergebnisse, daß die Beobachter, trotzdem sie fast alle Anfänger in optischer Distanzmessung dieser Art waren, den klaren Beweis erbrachten, daß die optische Distanzmessung insbesondere mit dem Reduktionstachymeter Boßhardt-Zeiss hinsichtlich ihrer Zuverlässigkeit und Genauigkeit den Anforderungen einer modernen Katastervermessung entspricht, hinsichtlich ihrer Wirtschaftlichkeit aber bedeutende Vorteile bringt.

Die hauptsächlichsten Bedenken und Vorurteile gegen die neue Methode dürften damit hinfällig werden und der Forderung der Wirtschaftlichkeit weichen, nämlich der optischen Präzisionsdistanzmessung den ihr gebührenden Platz neben den anderen Meßmethoden einzuräumen.

Literaturhinweis.

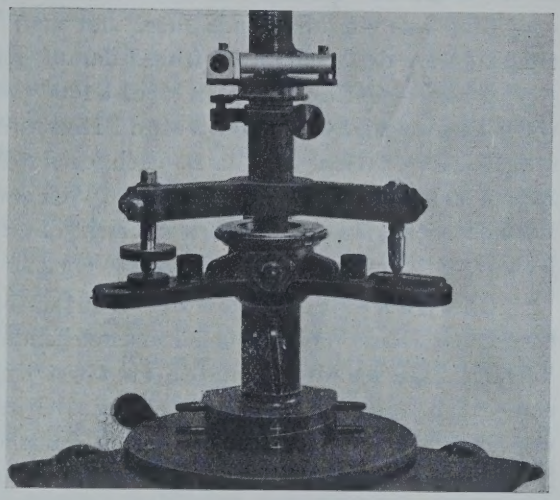
1. Boßhardt, Das neue Reduktionstachymeter. *Schweiz. Zeitschr. f. Vermessungskunde. S. 1 — 12, 25 — 46. 1927.*
2. Aregger, Der Doppelbildtachymeter Kern. *Zeitschr. f. Vermessungsw. S. 134 — 141. 1927.*
3. Bertschmann, Die neuen optischen Distanzmesser. Aus der Sammlung von Referaten über: Die optische Distanzmessung und ihre Anwendung bei der schweizerischen Grundbuchvermessung. 1925. Buchdruckerei Winterthur.
4. Ackerl, Versuchsmessungen mit dem selbstreduzierenden Distanzmesser von Boßhardt-Zeiss. *Diese Zeitschr. **49**. S. 64—71. 1929.*
5. Baltensperger, Die Polarkoordinatenmethode mittels optischer Distanzmessung als Aufnahmeverfahren der schweizerischen Grundbuchvermessung. Aus der Sammlung von Referaten über: Die optische Distanzmessung und ihre Anwendung bei der schweizerischen Grundbuchvermessung. 1925. Buchdruckerei Winterthur.
6. Boßhardt, Wirtschaftliches über optische Messung und das Boßhardt-Zeisssche Reduktions-Tachymeter. *Zeitschr. f. Vermessungsw. S. 45 — 50. 1929.*

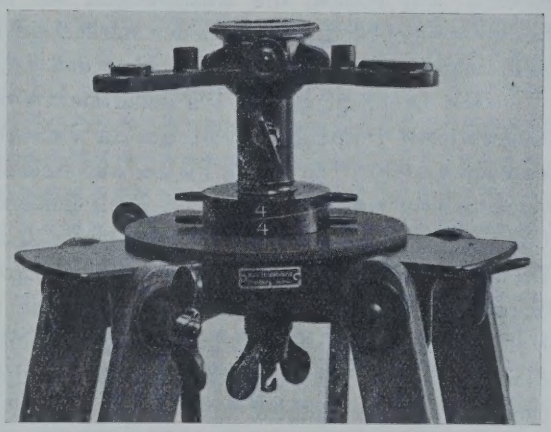
Drehzapfenaufstellung für Polygonzugvermessungen über und unter Tage.

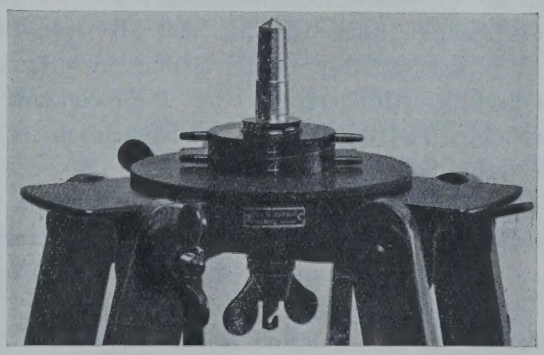
Von
P. Wilski in Aachen.

Die Methoden der Längenmessung, die wir heutzutage in der Grube anzuwenden pflegen, entsprechen hinsichtlich ihrer Genauigkeit vollauf den praktischen Bedürfnissen des Bergbaues. Ein Bedürfnis nach Steigerung ihrer Genauigkeit läßt sich nicht erkennen. Anders steht es mit der Winkelmessung unter Tage. Im Bereich des deutschen Bergbaues hat sie, ebenso wie die Längenmessung, eine ungefähr 700 jährige Entwicklung und allmähliche Verfeinerung hinter sich. Aber ein Bedürfnis nach ihrer weiteren Verfeinerung führt noch heute zu immer wieder neuen Instrumentkonstruktionen. Beim Grubenpolygonzug muß auf jedem Brechpunkt des Zuges nacheinander Winkelmeß-

instrument und Grubensignal möglichst genau an dieselbe Stelle des Raumes verbracht werden. Im Zeitalter der Eisenscheiben, also im 18. Jahrhundert, hatte man dazu kleine zylindrische Messingzapfen, die unten in ein Nußgelenk ausgingen. Man stülpte eine kleine Pendelwaage über den Zapfen, stellte ihn mit deren Hilfe lotrecht und klemmte ihn dann fest. Darauf wurde nacheinander die mit einem Diopter ausgestattete Eisenscheibe und das Grubensignal auf den lotrechten zylindrischen Achszapfen aufgestülpt. Das war also eine Zwangzentrierung. Als der Theodolit seinen Einzug in die Grube hielt, kamen neue Zwangzentrierungen auf. Statt des zylindrischen Messingzapfens wählte man zylindrische, konische oder prismatische Zapfen aus Eisen, auf die man die Instrumente aufsteckte. Oder auch auf eine lotrecht gestellte Schraubenspindel wurden nacheinander Theodolit und Signal aufgeschraubt. Oder auch man baute Dreifüße mit einer Art Hohlkegel, in die man nacheinander die Vertikalachsen des Theodolits und des Signals hineinsteckte.







Drehzapfenaufstellung (Hildebrand, Freiberg).

Ein wesentlich neues Moment kam in den Bau der Zwangzentrierungen, als der Obermarkscheider Schmalenbach[1]) in Waldenburg in Schlesien eine Idee seines Mitarbeiters, Obervermessungssekretär Mitschka, veröffentlichte[2]), daß man aus den bisherigen Steckzapfen Drehzapfen machen solle: man stülpt auf drei aufrechte Zapfen den Theodolit und die beiden Signale. Eine zwischengeschaltete Drehplatte, auf die wenigstens der Theodolit aufgesetzt wird, ist dabei notwendig. Jetzt mißt man den Winkel und dreht dann den Theodolit und die beiden Signale jedes 180° weit um ihren Drehzapfen und klemmt dann. Darauf mißt man

[1]) Referat in *dieser Zeitschrift* **32**. *S. 386—387. 1922.*

[2]) *Mitt. aus d. Markscheidewesen* 1911.

den Winkel erneut, und es ist einleuchtend, daß danach aus dem Mittel beider Winkelmessungen sämtliche Exzentrizitätsfehler herausfallen, so daß die Winkelmessung in der Grube also gerade von ihren schlimmsten Fehlern überhaupt befreit wird.

Das war eine glänzende Idee, und man wundert sich unwillkürlich, wie es nur möglich war, daß man nicht früher darauf gekommen ist.

Aber wesentlich ist: man dreht 180° weit um die Drehzapfen! Dabei setzen wir stillschweigend voraus, daß eine Präzisionsdrehung um die Drehzapfen auch möglich ist. Wenn man z. B. nach erfolgter Drehung klemmt, so dürfen sich die Zapfen dabei nicht etwa deformieren. Weiches Eisen für die Zapfen genügt nicht, wie Versuche gezeigt haben. Auch müssen die Zapfen wohl etwas länger sein als diejenigen, mit denen Mitschka seine Versuche gemacht hat.

Die Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft verpflichtete mich zu herzlichem Dank, indem sie mir ausreichende Mittel zur Verfügung stellte für einige Versuche, die im Markscheide-Institut der Technischen Hochschule Aachen namentlich von den Herren Dipl.-Ing. Eiling und Dr.-Ing. Eversmann ausgeführt worden sind[1]). Die Versuche führten schließlich zur Konstruktion der hierneben abgebildeten Drehzapfen-Aufstellung, die, durch die Firma Max Hildebrand in Freiberg ausgeführt, den höchsten Ansprüchen an Zentrierung und Präzisionsdrehung zu genügen scheint. Ich glaube, die Abbildungen, die zum Teil dem bei Julius Springer in Berlin erschienenen Lehrbuch der Markscheidekunde von P. Wilski, Teil I entnommen sind, zeigen alle Einzelheiten so klar, daß nur wenig hinzuzufügen ist.

Die Drehzapfen sind aus gehärtetem Werkzeugstahl. Sie werden mit Hilfe einer aufgestülpten Dosenlibelle und der in den Abbildungen sichtbaren zwei Keilscheiben lotrecht gestellt. Die runde Platte, auf welcher die beiden Keilscheiben ruhen, enthält einen Schlitz von der Länge des Keilscheibendurchmessers und ist außerdem in einer Führung drehbar, so daß eine weitgehende Zentrierungsmöglichkeit vorgesehen ist. Die Drehplatte, die über den Zapfen gestülpt wird, ist in ihrem oberen Teil ganz wie der bekannte Freiberger Flügel ausgebildet. Die auf der Abbildung rechts und links vom Hohlzylinder sichtbaren warzenartigen Gebilde sind Auflager für die Stellfüße des Firstenabloters. Auch die Stellfüße des Hildebrandschen kleinen Schraubenmikroskoptheodolits passen auf sie.

Die Dicken des abgetreppten Signalzapfens sind so bemessen, daß die größere Dicke für 400 m Zielentfernung noch eine gute Sichtbarkeit des Signals gewährleistet, die kleinere Dicke wird bei den kleineren Entfernungen verwendet.

Arbeitsflächen unserer Meßinstrumente müssen ja immer mit einem leichten Hauch säurefreien Öls überzogen sein. Der Sicherheit wegen sei aber noch ausdrücklich hervorgehoben, daß die Drehzapfen, namentlich in feuchten Grubenräumen, immer sorgfältig eingeölt benutzt werden müssen.

Unten am Drehzapfen sieht man in den drei Abbildungen eine angearbeitete Hohlkehle. Sie dient bei der Längenmessung zum Anhängen des Meßbandes.

Versuchsmessungen, die wir mit der Drehzapfenaufstellung bei Polygonzügen über Tage und unter Tage ausgeführt haben, ergaben bisher keine Veranlassung, für Einzelheiten der Konstruktion Abänderungen zu wünschen.

---

[1]) *Diese Zeitschrift* **27**. *S. 479. 1927.*

Automatischer Pointierapparat für Fernrohre.

Von
Georg Alter in Prag.

Die Unsicherheit der Achsenstellungen der Fernrohre und die Ungenauigkeit des Uhrwerkes bedingen bei der Himmelsphotographie eine ständige Kontrolle der Position des Bildes. So erzeugt nach Graff ein Fehler in der Achseneinrichtung von einer Bogenminute schon bei kleineren Instrumenten eine merkbare Bilddrehung auf der Platte, während eine Ungenauigkeit des Uhrwerkes an Stelle der punktförmigen eine strichförmige Abbildung hervorruft. Die Kontrolle geschieht mit Hilfe eines Leitfernrohres oder eines ins photographische Rohr vor, hinter oder neben der Platte einmontierten Leitokulars, derart, daß ein Pointierstern ins Fadenkreuz genommen und vom Beobachter mittels der Feinbewegungen ständig an dieser Stelle erhalten wird. Der im folgenden beschriebene Apparat soll dem Beobachter diese mühsame, oft viele Stunden währende Arbeit abnehmen.

Die Funktion des Beobachters setzt sich aus drei Komponenten zusammen: aus der Empfangstätigkeit seines Auges, aus der Feststellung der Fehlerrichtung und aus der Korrektur des Fehlers. Diese drei Komponenten werden vom Apparat, wenn auch in anderer Reihenfolge, ausgeführt.

Das Auge wird durch die Photozelle ersetzt. Diese findet schon seit längerer Zeit Verwendung zu verschiedenen Zwecken in der Astronomie. Ihre Empfindlichkeit auf Lichteindrücke führte zunächst dazu, sie für photometrische Messungen zu verwenden. Das innerhalb weiter Grenzen proportionale Verhältnis zwischen Lichtintensität und Photostrom macht sie für diese quantitative Verwendung vorzüglich geeignet. Seit einigen Jahren werden diese Messungen an verschiedenen Sternwarten durchgeführt, so von Rosenberg[1]) in Tübingen, Guthnick und Prager[2]) in Berlin-Babelsberg, Stebbings und Kunz[3]) in Illinois, Cummings[4]) in Mount Hamilton u. a. Eine andere Verwendungsart ist durch die zweite günstige Eigenschaft der Photozelle gegeben, nämlich durch die Trägheitslosigkeit des Effektes. Dies ermöglicht, sie für Registrierungen zu verwenden. Diese Methode wurde von Bengt Strömgren[5]) in Kopenhagen und Ferrié, Jouaust, Mesny[6]) in Paris ausgebaut und beruht bei Strömgren darauf, daß in der Fokalebene des Beobachtungsinstrumentes an Stelle der Durchgangsfäden Lamellen derart angeordnet sind, daß der Lichtstrahl des zu registrierenden Sternes beim Hervortreten vor eine Lamelle und beim Verschwinden hinter sie mit Hilfe einer Photozelle und einer für diesen Zweck besonders konstruierten Verstärkervorrichtung ein Telegraphenrelais zum Ansprechen bringt, welches die Registrierung dann in bekannter Weise besorgt. Die Schwierigkeit dieser Anordnung lag vor allem in der Konstruktion des eben erwähnten Gleichstromverstärkers, da es sich darum handelte, die aus den geringen Lichtintensitäten erfließenden Photoströme durch entsprechende Verstärkerung wirksam zu machen. Die getroffene Anordnung, an einem

---

[1]) *Vierteljahrsschr. d. Astronom. Ges.* **48.** *S. 210. 1913.*

[2]) *Veröffentl. d. Sternwarte Berlin-Babelsberg* **1.** *Heft 1. 1914;* **2.** *Heft 3. 1918. — Diese Zeitschr.* **44.** *S. 303. 1924.*

[3]) *Astrophys. Journ.* **39.** *S. 484. 1914.*

[4]) *Lick Observatory Bull. 1923. S. 349.*

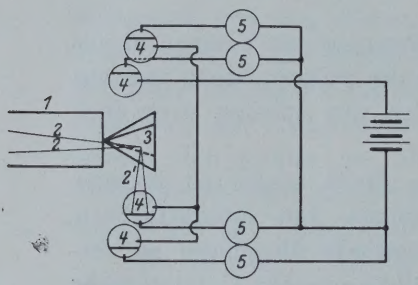
[5]) *Astron. Nachr.* **226.** *S. 81.* Zweite Sammlung astronomischer Miniaturen, Julius Springer, Berlin 1927. *S. 32. — Vierteljahrsschr. d. Astronom. Ges.* **61.** *S. 199. 1926.*

[6]) *Proc. Inst. Radio-Eng. 1925.*

Meridiankreis angebracht, ermöglicht es, die Durchgänge von Sternen 7. Größenklasse zu registrieren. Die Trägheit der ganzen Anordnung beträgt etwa 0,1 *s*.

Der Pointierapparat bedarf nicht der quantitativen Eigenschaft der Photozelle; dagegen ist die geringe Trägheit der Zelle samt Verstärker für ihn von Vorteil, weil ein auftretender Richtungsfehler um so rascher korrigiert wird, als der Einfluß des Lichtstrahles auf die Feinbewegung beschleunigt wird.

Nun bietet die Photozelle auf Grund ihrer Konstruktion nicht die Möglichkeit, eine Verschiebung des Lichtstrahles zu konstatieren, weil sie in Beziehung auf ihn gewissermaßen nur einen Freiheitsgrad, nämlich den quantitativen, hat. Will man also eine Feststellung wegen der Richtung der Lichtstrahlbewegung treffen, so muß dies geschehen, bevor die Photozelle in Tätigkeit tritt, woraus folgt, daß man ebensoviel Zellen verwenden müßte, als es Freiheitsgrade der Richtung gibt. Diese lassen sich jedoch auf einfache Art, nämlich mit Hilfe der für das Fernrohr gültigen Koordinatenrichtungen, auf vier reduzieren. Jede Richtung läßt sich in ihre zwei Koordinatenkomponenten zerlegen, wobei man überdies die zwei Vorzeichen zu beachten hat, also etwa: rechts, links, oben, unten. Der Apparat ist folgendermaßen eingerichtet. Der Lichtstrahl des Pointiersternes *2* (s. Abb.) ruht auf der Spitze einer vierseitigen reflektierenden Pyramide *3*, deren Seiten in den Richtungen der Koordinaten orientiert sind und die in der Fokalebene des Instrumentes *1* liegt. Gegenüber jeder der vier Seiten ist eine Photozelle *4* montiert. Verläßt nun der Strahl die Spitze, z. B. *2'*, so wird er von der Pyramidenseite, auf welche er verschoben ist, reflektiert und trifft die gegenüberliegende Photozelle.



Hier setzt dann der dritte Teil der Gesamttätigkeit ein, die Korrektur der Richtung. Der in der Photozelle erzeugte Strom bringt mit Hilfe eines Verstärkers ein Relais *5* in Tätigkeit, welches auf geeignete Art jene Feinbewegung in Betrieb setzt, welche der bestrahlten Pyramidenseite entspricht. Die Feinbewegung ist dann so lange in Funktion, als der Lichtstrahl die Pyramidenseite nicht verlassen hat. Mit seinem Verschwinden hört auch der Photostrom und dessen Einwirkung auf.

Für die Anordnung sind die Photozellen beliebiger Konstruktion ohne Rücksicht auf ihre quantitativen Verhältnisse brauchbar, falls sie nur qualitativ geeignet sind, das heißt, falls ihre Empfindlichkeit mit Hilfe der für jede Zelle individuellen höchsten Grenzspannung so gesteigert werden kann, daß sie auch für schwache Pointiersterne verwendbar bleiben. Zur Feststellung der Helligkeitsgröße, welche ungefähr beim Leitrohr eines Astrographen im Vergleich zu dem von Strömgren verwendeten Meridiankreis von 12 cm in Betracht kommt, ist zuvor die Lichtstärke der Optik festzustellen. Die Lichtstärken verhalten sich wie die Flächen der Objektive, also wie die Quadrate der Radien:

$$\frac{L_1}{L_2} = \left(\frac{R_1}{R_2}\right)^2.$$

Drückt man die Lichtintensität in Größenklassen aus, so gilt die bekannte Formel:

$$\frac{J_1}{J_2} = 2{,}5^{m_2 - m_1},$$

wobei m_1 und m_2 die zugehörigen Größenklassen bedeuten, während 2,5 das Helligkeitsverhältnis von Sterngröße zu Sterngröße ist

$$(J_n : J_{n+1} = 2{,}5).$$

Daraus ergibt sich wegen $\frac{L_1}{L_2} = \frac{J_1}{J_2}$

$$\left(\frac{R_1}{R_2}\right)^2 = 2{,}5^{m_2 - m_1}.$$

Logarithmiert man diese Formel, so folgt:

$$2 \lg \frac{R_1}{R_2} = 0{,}4\,(m_2 - m_1),$$

$$m_2 - m_1 = 5 \lg \frac{R_1}{R_2}.$$

Hätte demnach das Leitrohr 30 cm Durchmesser, so würde dies im Vergleich zu dem Meridiankreis von 12 cm eine Helligkeitssteigerung von 2 Sterngrößen bedeuten. Dies ergibt an Stelle der von Strömgren erwähnten Registriersterne der 7. Größenklasse für das Leitrohr Pointiersterne der 9. Größenklasse. Nun befinden sich nach der van Rhijnschen Tabelle 2[1]), die die Sternzahlen pro Quadratgrad in verschiedenen galaktischen Breiten angibt, an den sternärmsten Stellen im Durchschnitte 2 Sterne 9. Größenklasse auf dem Quadratgrade, so daß in jedem üblichen Gesichtsfeld ein brauchbarer Pointierstern vorhanden ist. Als Gesichtsfeld kommt, wie später ersichtlich wird, die ganze Fokalebene in Betracht. Bei größeren Instrumenten kann wohl das Gesichtsfeld kleiner werden, doch steigt dafür die Lichtstärke und damit die Anzahl der Pointiersterne pro Quadratgrad; so ist nach der erwähnten Tabelle das Minimum des Durchschnittes pro Quadratgrad:

bei Sternen 10. Größe 5
„ „ 11. „ 12
„ „ 12. „ 24.

Zu schwache Pointiersterne würden begreiflicherweise auch dann keinen brauchbaren Effekt hervorrufen, wenn sie längere Zeit auf die Photozelle wirkten, weil der Effekt nicht von der Dauer, sondern bloß von der Intensität abhängt.

Dieser Umstand könnte auch eine Rolle bei der Herstellung der Pyramide spielen, insofern nämlich, daß die Wahl ihrer Ausmaße eine größere Freiheit hätte. Die Pyramide muß natürlich so klein gebaut werden, daß beim Einstellen des Pointiersternes auf die Spitze und bei seiner Verschiebung innerhalb der Pyramide kein zweiter Stern von einer Pyramidenseite reflektiert wird, der irgendeinen unerwünschten Effekt hervorrufen könnte. Nun wird wohl ein Stern unterhalb einer gewissen Größe keinen Einfluß auf die Zelle ausüben. Dagegen käme selbstverständlich bei mehreren solchen Sternen eine Summation der Intensitäten zustande, und darum ist es doch angezeigt, die Pyramide so klein als möglich zu nehmen, etwa 1 mm Seitenlänge oder noch weniger. Die Frage der Ruhestellung des Pointiersternes erlaubt zwei Lösungen. Läßt man das Bild des Sternes, welches durch ein Beugungsscheibchen gegeben ist, auf der scharfgeschliffenen Spitze der Pyramide ruhen, so ruht je ein Quadrant des Scheibchens auf jeder Seitenfläche, die Zellen halten einander das Gleichgewicht. Verläßt das Zentrum des Scheibchens die Spitze, so überwiegen die Effekte in ein oder zwei Zellen, und die zugehörigen Korrekturen werden durchgeführt. Die zweite Möglichkeit ist dadurch gegeben, daß man die Spitze der Pyramide wegschleift, also einen Pyramidenstumpf herstellt, auf dessen oberer Fläche das Beugungsscheibchen ruht; die Seitenlänge dieser Fläche ist gegeben durch den Durchmesser des Lichtkegels. So muß nach Scheiner die scharfe Abbildung im Fokus eines photographischen Re-

[1]) *Astron. Nachr.* **213.** *S. 47.*

fraktors von $3^1/_2$ m Brennweite einen Durchmesser von höchstens 0,017 mm haben. Die erwähnte Seitenlänge ist also abhängig von der Optik des verwendeten Instrumentes und ist ihr jedenfalls anzupassen. Verläßt nun der Lichtstrahl diese Fläche und trifft eine Seitenfläche oder zwei, so treten die erwarteten Wirkungen ein. Trifft der Lichtkegel auf eine der Kanten der Pyramide, so muß dafür gesorgt werden, daß der größte Teil der Intensität noch für zwei Zellen zur Verfügung steht, daß also die Kanten scharf ausgeschliffen sind, damit nicht ein großer Teil in den schädlichen Raum reflektiert wird. Dazu ist es notwendig, daß die Kanten einen Krümmungsradius besitzen, der wesentlich kleiner ist als der Radius des Strahlenkegels, also etwa 1 μ oder weniger. Die Schleiftechnik erlaubt heute ohne weiteres, derartige Schliffe herzustellen. Als Neigungswinkel der Seitenflächen muß jener gewählt werden, bei welchem der schärfste Schliff der Kanten hergestellt werden kann.

Der Neigungswinkel gegen die Grundfläche unterliegt keinen Bedingungen, da eine extrafokale Reflexion, sofern nur alle Strahlen die Kalotte der Photozelle treffen, die gleiche Wirkung hervorbringt, wie eine fokale und die räumliche Anordnung der Zellen beliebig ist. Das Material der Pyramide ist durch ihren Zweck gegeben: es muß das größte Reflexionsvermögen besitzen, da ja von der Intensität des Lichtkegels möglichst wenig verloren gehen soll. Wird die Pyramide aus Silber oder versilbertem Glase hergestellt, so beträgt der Reflexionsverlust nach Kohlrausch etwa 5%. Die Bewegung der Pyramide in der Fokalebene, also das Einstellen des Pointiersternes, geschieht mit Hilfe von zwei Mikrometerschrauben, die in den zwei Dimensionen, Stundenkreis und Deklinationskreis, angeordnet sind. Parallel zu diesen zwei Bewegungen erfolgt die Verschiebung der zwei Photozellenpaare, die ständig den Seitenflächen der Zellen gegenüberliegen müssen.

Die Verbindung zwischen den Photozellen und der Feinbewegung stellen die Verstärker her. Deren Anordnung kann vollkommen der Strömgrenschen entsprechen. Die Funktion des Relais ist natürlich eine andere. Während es hier die Registrierung auf dem Chronographenstreifen vornimmt, ist dort sein Zweck, die notwendigen Stromwege zu schließen, die die Feinbewegung zu beeinflussen haben. Diese Einrichtung ist begreiflicherweise abhängig von der Art der Feinbewegung und muß ihr angepaßt werden. Am einfachsten ist die Lösung bei der Feinbewegung mittels elektrischer Taster, denn in diesem Falle werden die Taster durch die vom Verstärker angeregten Relais ersetzt. Beim elektrischen Antrieb der Stundenbewegung ist eine direkte Beeinflussung des Antriebstromes möglich. Bei Feinbewegung mittels Schlüssel sind verschiedene Lösungen möglich, die von der Montierung des Instrumentes abhängen; z. B. Schneckenantrieb mittels eines von einem Elektromagneten betätigten Zahnrades, Solenoid, Motorantrieb usw.

Zusammenfassung.

Der vorstehend beschriebene und in der Tschechoslovakischen Republik unter Nr. 28479 patentierte Apparat hat den Zweck, dem Beobachter am photographischen Fernrohr die Arbeit des Pointierens eines Sternes abzunehmen und erreicht sein Ziel dadurch, daß der Strahlenkegel des Haltesternes, der normalerweise auf der Spitze einer reflektierenden Pyramide ruht, bei einer Abweichung aus dieser Ruhestellung von einer der Pyramidenseiten in eine Photozelle reflektiert wird, deren so erzeugter Photostrom nach entsprechender Verstärkerung ein Relais betätigt, welches die notwendige Korrektur mit Hilfe der Feinbewegung durchführt.

Theorie des Skalenaufbaus von Hebelwaagen.

Von
J. J. Wassiljew in Moskau.

Die Waagen, von denen hier die Rede ist, bestehen aus einem Kniehebel, dessen Schwerpunkt im allgemeinen nicht in der Drehungsachse liegt. Um eine größere Anschaulichkeit zu erhalten, werden wir im weiteren diese Waagen in Form eines dreiarmigen Hebels darstellen (wobei ein Arm die Zunge darstellt); das ist aber nicht unbedingt nötig, da als Zunge resp. Zeiger mit dem gleichen Erfolg ein beliebiger der beiden anderen Arme benutzt werden kann.

Die Skalen dieser Waagen kann man, je nachdem welchem Zweck die Waagen dienen sollen, in 4 Grundtypen einteilen: Skalen, die das Gewicht anzeigen; Skalen, die die Garnnummer anzeigen (in der Textilindustrie); Skalen, die das Gewichtsverhältnis zweier Körper anzeigen, und letzten Endes Skalen, die anzeigen, in welchem prozentualen Verhältnis das gegebene Gewicht zu einem anderen steht. Dabei wollen wir unter dem Worte „Skala" die Gesamtheit der Teilungen verstehen, die von einem bestimmten Gesetz, das sich analytisch in Form einer Gleichung ausdrücken läßt, abhängig sind.

Wir werden jede der angeführten Skalentypen gesondert untersuchen.

1. Waagen mit Skalen in Gewichtsteilung.

Methode A.

Die Waage hat eine Form, gemäß der in Abb. 1 dargestellten. Die Massenverteilung und die gegenseitige Lage der Arme ist derartig angeordnet, daß der Schwerpunkt des unbelasteten Systems im Punkt C liegt. Das Gewicht des unbelasteten Systems sei gleich Q, den Armen entsprechen a und b.

Wenn das System unbelastet ist (Gewicht $P=0$), stellt sich der Zeiger OC der Waage in der Vertikale OF ein; wenn man jedoch den Arm a mit einem Gewicht $P=\sim$ belastet, wird sich dieser Zeiger auf der Linie OO' einstellen.

Bei Zwischenwerten von P wird der Zeiger OC eine Lage innerhalb des Winkels FOO' einnehmen.

Es ist nötig die Gesetzmäßigkeit der Skalenteilung aufzufinden, wenn die Belastung P von 0 bis $\sim$ wächst.

Setzen wir voraus, daß bei einer willkürlich angenommenen Belastung P die Waage sich um den Punkt O bewege und den Winkel φ mit der Vertikalen bildet. Auf Grund der Momentengleichungen ergibt sich

$$P a \cos\left(\alpha - \varphi - \frac{\pi}{2}\right) = Q b \sin\varphi,$$

woraus

$$\cot\varphi = \frac{Q b}{a \sin\alpha} \cdot \frac{1}{P} + \cot\alpha. \qquad 1)$$

Es ist leicht festzustellen, daß die erhaltene Gleichung alle Werte von P ohne Ausnahme befriedigt, einschließlich auch $P=0$ und $P=\sim$.

Wenn wir folgende Bezeichnungen einführen:

$$\frac{Q b}{a \sin\alpha} = m \quad \text{und} \quad \cot\alpha = n, \qquad 2)$$

dann erhalten wir endgültig:

$$\cot\varphi = \frac{m}{P} + n. \qquad 3)$$

Wenn man Gl. 3) in folgender Form anschreibt

$$(\cot\varphi - n)\,P = m, \qquad 4)$$

so kann man die erhaltene Gleichung als Gleichung einer Hyperbel, bezogen auf die Asymptoten betrachten, mit den Unbekannten $(\cot\varphi - n)$ und P, sowie der Konstante m.

Da aus Gl. 4) unmittelbar hervorgeht, daß bei $P = 0$:

$$\cot\varphi - n = \sim \quad \text{oder} \quad \varphi = 0$$

und bei

$$\cot\varphi - n = 0 \quad \text{oder} \quad \varphi = \alpha; \quad P = \sim,$$

so nehmen wir als Achsen des rechtwinkeligen Koordinatensystems die Linie der Kotangens, parallel zu OF und die Linie $O'P$, die zu ihr senkrecht steht. Wenn man die Gerade $OD \perp OF$ zieht, so wird der Ursprung der Koordinaten O vom Punkt O in der Entfernung $O'D = |n| = |\cot\alpha|$ liegen. Tragen wir auf die Achse $O'P$ in willkürlich gewähltem Maßstabe die Belastungen auf, auf die andere Achse die ihnen nach Gl. 4) entsprechenden Größen $(\cot\varphi - n)$, so erhalten wir die Hyperbel MM' (Abb. 1).

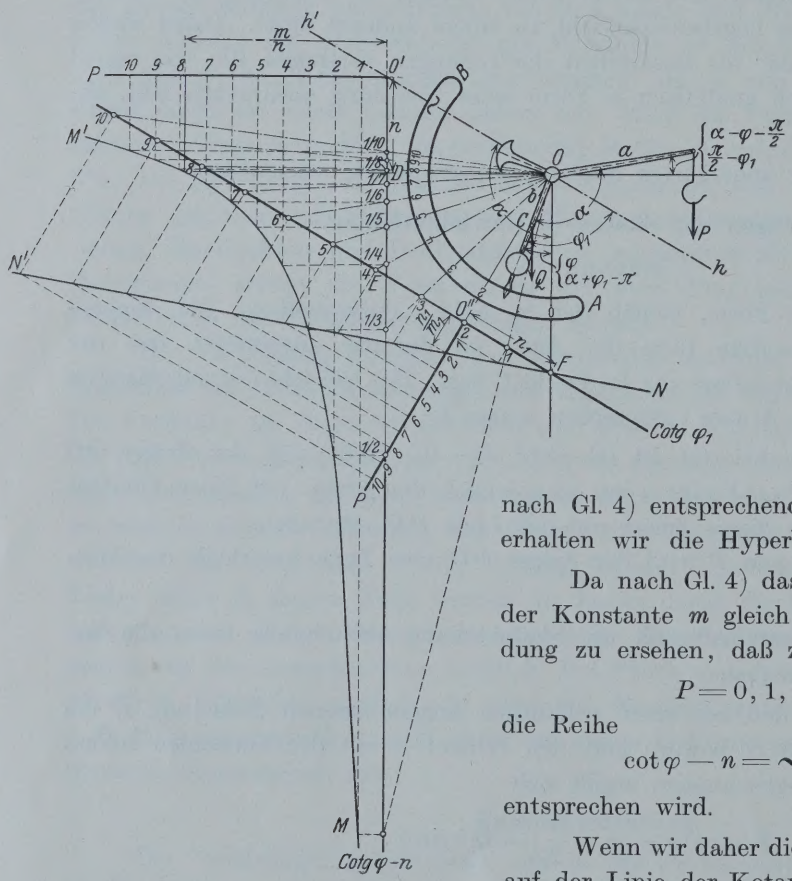


Abb. 1.

Da nach Gl. 4) das Produkt der Koordinaten der Konstante m gleich ist, so ist aus der Abbildung zu ersehen, daß z. B. bei $m = 1$ der Reihe

$$P = 0, 1, 2, 3, \ldots \sim$$

die Reihe

$$\cot\varphi - n = \sim 1, {}^1/_2, {}^1/_3 \ldots 0$$

entsprechen wird.

Wenn wir daher die Punkte $\sim, 1, {}^1/_2, {}^1/_3 \ldots 0$ auf der Linie der Kotangenten mit dem Punkt O verbinden und die Schnittpunkte dieser Linien mit der Skala AB mit den Ziffern $0, 1, 2, 3 \ldots \sim$ bezeichnen, erhalten wir die geforderte Teilung der Skala gemäß der Gl. 4).

Die praktische Untauglichkeit dieser Methode besteht darin, daß keinerlei Gerät, das auf diesem Prinzip aufgebaut ist, es ermöglichen wird, die Unterteilung der Gewichtsskala im Gebiet von 0 bis 1 (Abb. 1) mechanisch durchzuführen, da zu diesem Zweck ein unendlich langes Lineal erforderlich ist. Bei weitem zweckmäßiger ist daher jene Methode, welche es gestattet, die Teilung auch dieses Abschnittes durchzuführen.

Methode B.

Der Unterschied zwischen dieser und der Methode A ist ein rein geometrischer. Wir verabreden, den Ausschlagswinkel nicht von der Linie OF, sondern von der Linie hh', die mit der Richtung des Waagenzeigers bei Belastung $P = \sim$ (Abb. 1) zusammenfällt, zu rechnen.

Dann erhalten wir die Momentengleichung in folgender Form:

$$P a \cos\left(\frac{\pi}{2} - \varphi_1\right) = Q b \sin(\alpha + \varphi_1 - \pi),$$

woraus

$$\cot\varphi_1 = -\frac{a}{Q b \sin a} \cdot P - \cot\alpha. \qquad 5)$$

Führen wir folgende Bezeichnungen ein:

$$-\frac{a}{Q b \sin\alpha} = m_1 \quad \text{und} \quad -\cot\alpha = n_1, \qquad 6)$$

so erhalten wir endgültig

$$\cot\varphi_1 = m_1 P + n_1. \qquad 7)$$

Die Abhängigkeit zwischen $\cot\varphi_1$ und P ist eine lineare, weshalb vorliegende Gleichung eine solche der Geraden ist.

Da aus Gl. 7) folgt, daß bei

$$P = 0, \quad \cot\varphi_1 = n_1 \quad \text{oder} \quad \varphi_1 = n_1 - \alpha$$

und bei

$$\cot\varphi_1 = 0; \quad P = -\frac{n_1}{m_1} \quad \text{oder} \quad P = -\frac{Q b \cos\alpha}{a},$$

so nehmen wir als Achsen des rechtwinkligen Koordinatensystems die Linie der Kotangenten parallel zu hh' und die Linie $O''P$ senkrecht zu ihr. Wenn wir auf die Linie $O''P$ die Belastungen auftragen und auf die andere Achse die ihnen laut Gl. 7) entsprechenden Werte von $\cot\varphi_1$, so erhalten wir die Gerade NN' (Abb. 1). Verbinden wir die gleich weit abstehenden Punkte auf der Kotangenslinie mit dem Punkt 0, so erhalten wir die geforderte Teilungsanordnung laut Gl. 7) auf Skala AB.

Der Vorzug dieser Methode vor der vorherigen besteht darin, daß erstens die Skalenteilung unmittelbar bei Null beginnen kann und zweitens das für die Teilung erforderliche Lineal (Linie $\cot\varphi_1$ in Abb. 1) in gleich große Teile geteilt sein muß.

Die Formel 7) kann nicht nur als Grundlage der Methode des graphischen Skalenaufbaues der Waagen verwendet werden, sondern sie gestattet auch eine sehr einfache Beziehung zur Berechnung der Skala herzustellen, ohne daß die Größen Q, b und a dazu bekannt sein müssen. Zu diesem Zweck ist es bloß nötig, den Winkel α zu kennen, die gewünschte größte Belastung P_{max} und den ihr entsprechenden Ausschlagswinkel des Zeigers φ_{max}.

Wenn wir die Ausdrücke P_{max} und φ_{max} in Gl. 7) einführen, erhalten wir:

$$\cot\varphi_{max} = m_1 P_{max} + n_1.$$

Wenn wir die erhaltene Beziehung mit Gl. 7) kombinieren, erhalten wir:

$$\frac{\cot\varphi_1 - n_1}{\cot\varphi_{max} - n_1} = \frac{P}{P_{max}},$$

woraus

$$\cot\varphi_1 = \frac{P}{P_{max}}(\cot\varphi_{max} - n_1) + n_1 = \frac{P}{P_{max}}(\cot\varphi_{max} + \cot\alpha) - \cot\alpha. \qquad 8)$$

Wie aus dieser Formel zu ersehen ist, hängt der Winkel φ_1 der verschiedenen Belastungen P entspricht, bei konstantem P_{max}, φ_{max} und α, nur von dem Verhältnis $\frac{P}{P_{max}}$ ab. Wenn also α und φ_{max} bekannt sind, und wenn unsere Skala z. B. 100 Teilstriche enthalten soll, so genügt es in Formel 8) für $\frac{P}{P_{max}} = 0{,}01$; $= 0{,}02$; $= 0{,}03 \ldots = 0{,}99$ der Reihe nach einzusetzen, um die entsprechenden Ausschlagwinkel φ_1 zu erhalten.

Im Buche J. Zinglers[1]) wird zum selben Zweck die Formel angeführt:

$$\operatorname{tg}\psi = \frac{\frac{P}{P_{max}} \cdot \sin 2\lambda}{1 - 2\frac{P}{P_{max}} \cos^2\lambda},$$

in der P und P_{max} eine der unseren analoge Bedeutung haben, λ ist der Winkel zwischen dem Arm a und der Vertikalen bei unbelasteter Waage und ψ ist der Ausschlagwinkel der Waage von der Vertikalen ab bei Belastung P (Abb. 2). Der vorhandene Unterschied zwischen beiden Formeln besteht darin, daß die Formel 8) für jeden beliebigen Wert von φ_1 gültig ist, begonnen von Null, während diejenige Zinglers bloß für Werte, die auf dem sogenannten symmetrischen Teil (Teil FOE in Abb. 1, oder Teil HOM in Abb. 2) gelegen sind, verwendet werden kann. Die Formel Zinglers ist also bloß ein Einzelfall der Formel 8). Aus Vergleich der Abb. 1 und 2 ist leicht zu begreifen, daß, um die Formel Zinglers aus Formel 8) zu erhalten, in Formel 8) an Stelle von φ_1, φ_{max} und α die Größen $\psi + \lambda$, $\pi - \lambda$ und $\pi - \lambda$ entsprechend einzusetzen sind, d. h. daß zu schreiben ist:

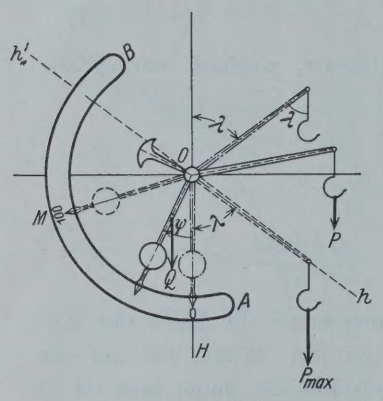


Abb. 2.

$$\cot(\psi + \lambda) = \frac{P}{P_{max}}[\cot(\pi - \lambda) + \cot(\pi - \lambda)] - \cot(\pi - \lambda),$$

woraus die Formel Zinglers unmittelbar abgeleitet werden kann. Auf diese Art gestattet Formel 8) die Berechnung der gesamten Skala, die Zinglerssche jedoch bloß den symmetrischen Teil.

2. Waagen zur Bestimmung von Garnnummern.

Diese Waagen werden bloß in der Textilindustrie angewendet. Da sie jedoch gegenwärtig eine sehr weite Verbreitung gefunden haben, halten wir es für nötig, auch für sie eine Methode der Skalenherstellung anzuzeigen.

Unter Garnnummer versteht man gewöhnlich die Größe

$$N = \frac{L}{P}, \qquad 9)$$

wobei P das Gewicht des Garnknäuels und L dessen Länge bedeutet. Dazu ist zu bemerken, daß für alle Ablesungen der Waage die Größe L unverändert bleiben muß, es ändert sich nur P, infolgedessen auch N.

---

[1]) Julius Zingler, Theorie der zusammengesetzten Waagen. *S. 167.* J. Springer, Berlin, 1928. Besprechung in *dieser Zeitschr.* **48.** *S. 462. 1928.*

Für den Aufbau der Skala mit Nummernunterteilung verwenden wir Formel 3), indem wir in ihr an Stelle von P, aus Formel 9) die Größe $\frac{L}{N}$ einführen.

Wir erhalten:

$$\cot\varphi = \frac{m}{L} \cdot N + n$$

oder

$$\cot\varphi = m_2 N + n, \qquad 10)$$

worin

$$m_2 = \frac{Q\,b}{L\,a\sin\alpha} \quad \text{und} \quad n = \cot\alpha. \qquad 11)$$

Aus Formel 10) ist zu ersehen, daß zwischen $\cot\varphi$ und N die gleiche Beziehung besteht, wie zwischen $\cot\varphi_1$ und P in der Formel 7). Deshalb wird die Art der Anfertigung vollkommen analog der in Methode B beschriebenen zur Anfertigung von Gewichtsskalen sein.

Da aus Formel 10) folgt, daß bei $N = 0$; $\cot\varphi = n$ oder $\varphi = \alpha$ und bei $\cot\varphi = 0$

$$N = -\frac{n}{m_2},$$

so nehmen wir als Achsen des rechtwinkligen Koordinatensystems: 1. die Achse der Kotangenten parallel zur Nullage 0 ~ der Waage und 2. die Gerade $O'N$ senkrecht zu ihr (Abb. 3). Wenn wir auf die Achse $O'N$ die Nummern N auftragen und auf die andere Achse die ihnen laut Formel 10) entsprechenden Werte $\cot\varphi$, so erhalten wir die Gerade MM'. Vereinigen wir die auf der Kotangenslinie in gleichem Abstand voneinander liegenden Punkte mit dem Punkt O, so erhalten wir die gesuchte Teilung der Skala nach Nummern.

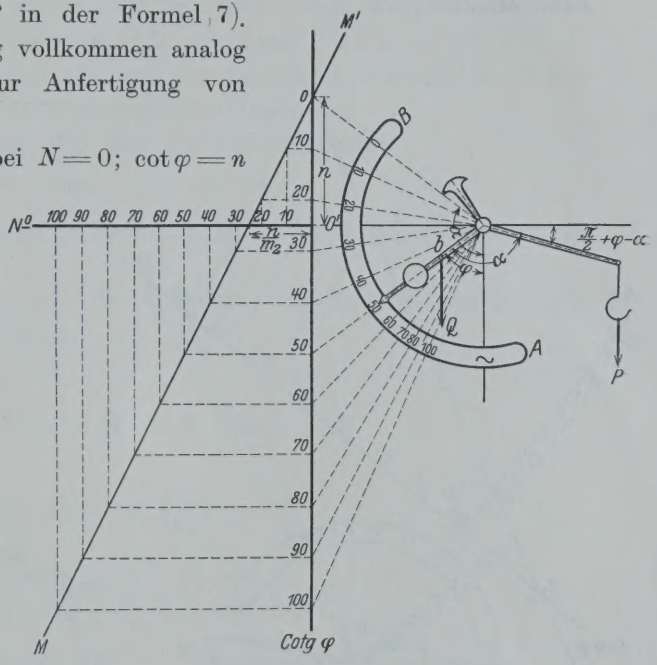


Abb. 3.

3. Waagen mit Skalen, die das Verhältnis zweier Gewichte anzeigen.

Als Sonderfall oben beschriebener Waagen sind solche zu betrachten, bei denen der Schwerpunkt C mit der Drehachse zusammenfällt. In solchem Falle werden sie in unbelastetem Zustande ($P = 0$) bei beliebigem Ausschlagswinkel in labilem Gleichgewichtszustand sein.

Betrachten wir den allgemeinsten Fall, wenn der Arm $a \neq b$, der Schwerpunkt des unbelasteten Systems im Punkt O liegt, der Winkel α eine willkürlich angenommene konstante Größe hat und die Belastung $P_1 \neq P_2$ (Abb. 4).

Aus der Abbildung ist ersichtlich, daß, wenn $P_1 = 0$ und $P_2 \neq 0$, der Arm b sich in die Vertikale OH, der Zeiger aber in Linie OD einstellen wird; wenn dagegen $P_2 = 0$ und $P_1 \neq 0$, dann wird der Arm a sich in der Richtung der Vertikale OH

und der Zeiger in der Richtung Oh' sich bewegen. Dieserart muß sich die gesamte Skala im Winkel DOh' unterbringen lassen.

Wir kommen überein, den Winkel φ von der Richtung Oh an zu rechnen; die Momentengleichung ergibt sodann:

$$P_1 a \cos\left(\frac{\pi}{2} - \varphi\right) = P_2 b \sin(\alpha + \varphi - \pi),$$

woraus

$$\cot\varphi = -\frac{a}{b\sin\alpha}\cdot\frac{P_1}{P_2} - \cot\alpha. \qquad 12)$$

Führen wir folgende Bezeichnungen ein:

$$-\frac{a}{b\sin\alpha} = m_3 \quad \text{und} \quad -\cot\alpha = n_1, \qquad 13)$$

dann erhalten wir

$$\cot\varphi = m_3\frac{P_1}{P_2} + n_1. \qquad 14)$$

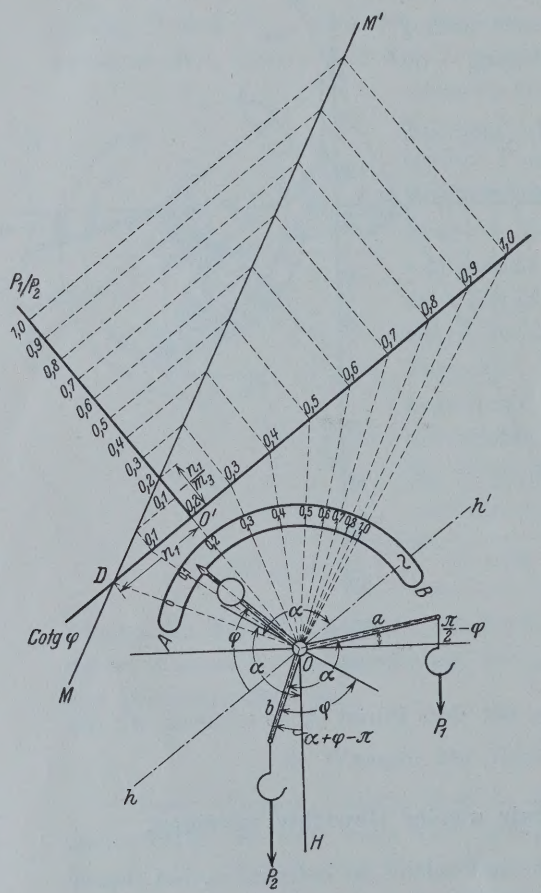


Abb. 4.

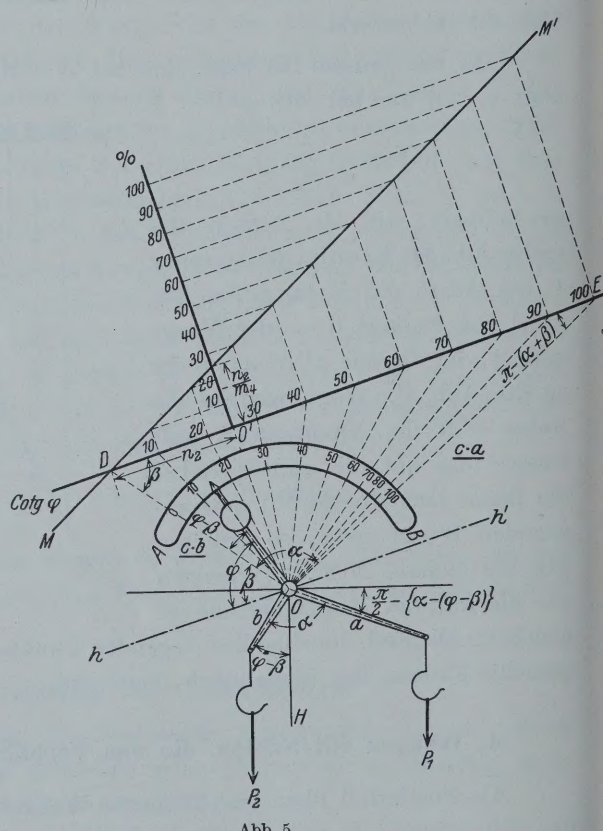


Abb. 5.

Wenn wir so überlegen wie vorhin, finden wir, daß diese Gleichung die Gerade MM' darstellt. Die in Abb. 4 gezeigte Konstruktion erfüllt die gestellte Bedingung — eine Skaleneinteilung zur Ablesung des Verhältnisses zweier Gewichte P_1 und P_2 zu finden.

4. Prozentualwaagen.

Prozentualwaagen unterscheiden sich ihrem Aufbau nach in nichts von den eben beschriebenen Waagen zur Bestimmung des Gewichtsverhältnisses zweier Lasten. Sie

stellen ebenfalls einen dreiarmigen Hebel dar, dessen Schwerpunkt im Drehpunkt O liegt. Die Aufgabe besteht bloß darin, die praktische Art aufzuzeigen, in der die Skalenteilung nach Prozenten bei beliebiger Größe der Arme a und b und beliebigem Winkel α durchgeführt werden kann.

Prof. H. Brüggemann[1]) gibt eine geometrische Lösung dieser Aufgabe für einige Einzelfälle: für den Fall, daß alle drei Arme untereinander gleich groß sind und miteinander die Winkel von 120^0 einschließen, oder wenn das Verhältnis der Arme $\frac{b}{a}=\frac{1}{2}$, $=\frac{1}{3}$, $=\frac{3}{7}$. Unsere einfachere und anschaulichere Methode ermöglicht die Durchführung von Skalenteilungen bei beliebigem Verhältnis der Arme $\frac{a}{b}$ und bei beliebigem Winkel α zwischen ihnen.

Gehen wir zur Abb. 5 über. An den Armen a und b sind die Lasten P_1 und P_2 angebracht. Wenn $P_1=0$ und $P_2 \neq 0$, so wird der Arm b sich senkrecht einstellen (auf Linie OH), der Zeiger jedoch die Lage OD einnehmen; wenn jedoch $P_2=0$, $P_1 \neq 0$, so stellt sich der Arm a vertikal ein und der Zeiger in Richtung OE. Mithin muß die gesamte Skala im Winkel DOE untergebracht werden.

Nachdem wir auf die Richtungen OD und OE die Abschnitte

$$OD=c\cdot b \quad \text{und} \quad OE=C\cdot a$$

aufgetragen haben, wobei c ein konstanter Proportionalitätsfaktor sei, ziehen wir die Gerade DE.

Verabreden wir, den Winkel φ, der die Ablenkung des Zeigers anzeigen soll, von der Richtung $Oh \parallel DE$ ab zu rechnen.

Die Momentengleichung ergibt:

$$P_1 a \cos\left\{\frac{\pi}{2}-[\alpha-(\varphi-\beta)]\right\}=P_2 b \sin(\varphi-\beta)$$

oder

$$P_1 a \sin\{(\alpha+\beta)-\varphi\}=P_2 b \sin(\varphi-\beta),$$

woraus

$$\cot\varphi=\frac{P_1 a\cos(\alpha+\beta)+P_2 b\cos\beta}{P_1 a\sin(\alpha+\beta)+P_2 b\sin\beta}. \qquad 15)$$

Aus dem Dreieck ODE entnehmen wir

$$\frac{c\cdot a}{c\cdot b}=\frac{\sin\beta}{\sin\{\pi-(\alpha+\beta)\}}$$

oder

$$a\sin(\alpha+\beta)=b\sin\beta.$$

Wenn wir das in Gl. 15) einführen, so erhalten wir:

$$\cot\varphi=\frac{P_1}{P_1+P_2}\cdot\cot(\alpha+\beta)+\frac{P_2}{P_1+P_2}\cdot\cot\beta. \qquad 16)$$

Vereinbaren wir folgende Bezeichnung:

$$K\%=\frac{P_1}{P_1+P_2},$$

was z. B. bedeutet

$$5\%=\frac{5\text{ gz.}}{5\text{ gz.}+95\text{ gz.}}.$$

---

[1]) H. Brüggemann, *Melliands Textilberichte.* **5.** *S. 221. 1924.*

Dies in Gl. 16) eingeführt, gibt der folgenden Ausdruck:

$$\cot\varphi = K\% \cot(\alpha + \beta) + (1 - K\%) \cot\beta ,$$

woraus

$$\cot\varphi = \{\cot(\alpha + \beta) - \cot\beta\} K\% + \cot\beta . \qquad 17)$$

Da α und β für jedes gegebene Waagensystem konstante Größen sind, so bezeichnen wir den Ausdruck $\cot(\alpha + \beta) - \cot\beta$ als m_4 und $\cot\beta$ als n_2 [vergleiche die Bezeichnungen 2), 6), 11) und 13)] und erhalten

$$\cot\varphi = m_4 K\% + n_2 , \qquad 18)$$

welche Gleichung dieselbe Form hat wie die Gln. 7), 10) und 14). Wenn wir die Folgerungen aus dieser Formel analog den vorhergehenden schließen, bemerken wir, daß sie die Gerade MM' ausdrückt. Die gleich weit abstehenden Teilstriche auf der Kotangenslinie bestimmen die Teilung unserer Prozentualskala.

Waagen dieser Art werden sehr häufig in der Textilindustrie angewendet und zwar zur Bestimmung der Prozentmenge des Abfalls (Kämmling) und heißen Kämmlingswaagen.

Praktische Geräte zur Teilung oben beschriebener Skalen.

Wir betrachteten die vier Grundtypen der praktisch möglichen Skalen von Hebelwaagen und fanden, daß die Gln. 7), 10), 14) und 18), von welchen man für den Skalenaufbau ausgehen muß, alle ein und dieselbe lineare Form haben. Das gibt uns das Recht, die Gleichung in der Form

$$\cot\varphi = m \cdot x + n \qquad 19)$$

die „Skalengleichung" einfacher Hebelwaagen zu nennen.

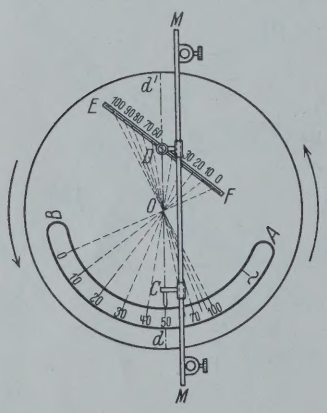


Abb. 6.

In unserem Laboratorium wurden zwei Geräte konstruiert, die auf Grund der Gl. 19) arbeiten können. Wir werden sie in der Form beschreiben, in der wir sie zum Teilen der Skalen nach Nummern verwenden (siehe Abb. 4). Die Aufstellung dieser Geräte zum Teilen der übrigen von uns beschriebenen Skalentypen wird gemäß der Abb. 2, 5 und 6 vorgenommen.

Die Skala AB, die eingeteilt werden soll, befindet sich auf dem Drehtisch der Kreisteilmaschine (Abb. 6). Das Schneidwerkzeug C und Mikroskop D sind auf der gemeinsamen Schiene MM zusammen verschiebbar und zwar derart, daß das Fadenkreuz des Mikroskops und das Schneidwerkzeug von demselben Durchmesser dd' nicht abweichen. Die Schiene MM ist unbeweglich, der Rundtisch ist jedoch drehbar. Das in gleiche Teile (in unserem Gerät in mm) geteilte Lineal ist am Tische in jenem Quadrante desselben angebracht, der der Skala gegenüberliegt. Damit während der Drehung des Tisches die Linealteilung mit dem Fadenkreuz des Mikroskops nicht außer Berührung kommt, muß man letzteres während der ganzen Dauer der Teilung langsam entlang des Diameters dd' verschieben. Die Gesamtansicht der Maschine mit Mikroskop und dem geteilten Lineal ist in Abbildung 7 dargestellt.

Ehe man mit der Anbringung der Skala am Maschinentisch beginnt, ist es nötig, mindestens drei Grundlagen an ihr anzumerken, die den Ablenkungen des Zeigers unter der Einwirkung irgendwelcher an der Waage angebrachten Belastungen ent-

sprechen. Ebenso ist es nötig, die „Nullage" des Zeigers bei unbelasteter Waage anzumerken. Nehmen wir z. B. an, daß die erwähnten Lagen den Garnnummern Nr. 10, = 40, = 100 entsprechen. Nach dieser Bestimmung befestigt man also die Skala am Tisch der Maschine und beginnt mit der Einstellung des Lineals EF, indem man ihm eine solche Lage gibt, daß die Ziffern des Lineals 10, 40 und 100 genau den Lagenzeichen 10, 40 und 100 an der Skala korrespondieren (Abb. 6). Es ist also augen-

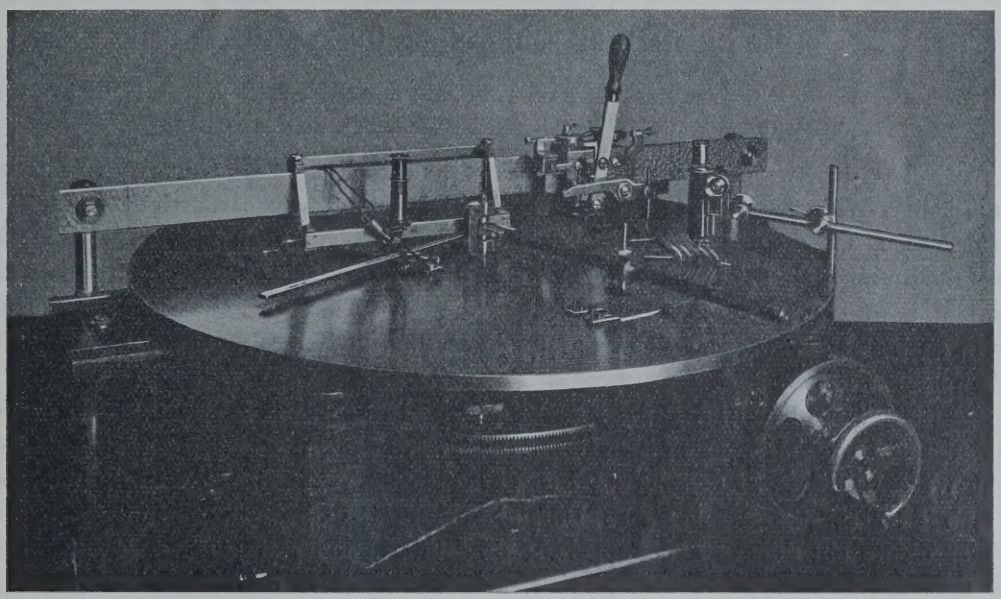


Abb. 7.

scheinlich, daß alle uns nötigen Teilstriche an der Skala und die ihnen entsprechenden Teilungen am Lineal einander an gemeinsamen Diametern des Kreises gegenüberliegen müssen.

Nachdem Skala und Lineal eingestellt sind, kann man an die Anbringung der Teilung herantreten. Man beginnt mit dem Messer die „Nullstellung" (welche der Lagenmarke ~ entspricht) zu bezeichnen und hierauf auch alle anderen Teilungen, wobei man aber nicht vergessen darf, daß man mit dem Messer nur dann die Teilstriche anbringen darf, wenn durch das Fadenkreuz des Mikroskops die entsprechende Teilung des Lineals EF erscheint.

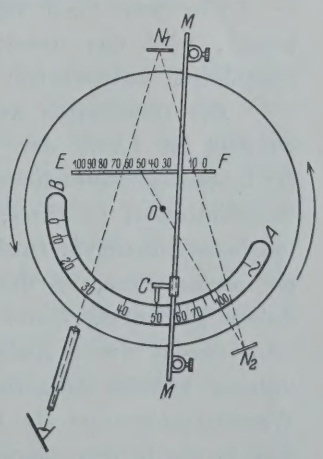


Abb. 8.

Die einzige Unzulänglichkeit dieser Maschine besteht darin, daß zur Anbringung irgendeines Teilstriches an der Skala drei einzelne Handgriffe dazu erforderlich sind: Drehung des Tisches, Verschiebung des Mikroskops und Anbringung des Teilstriches mit dem Messer.

Ein anderer Maschinentyp, der bloß zwei Handgriffe erforderlich macht: Drehen des Tisches und Arbeit mit dem Reißer, wurde vom Assistent des Moskauer Textilinstitutes A. N. Markow vorgeschlagen. Der Unterschied zwischen diesen Typen besteht bloß in dem Ersatz des Mikroskops durch ein Fernrohr (Abb. 8), das während der ganzen

Dauer der Teilung unbewegbar an seiner Stelle bleibt. Zur bequemen Ermöglichung des Scharfeinstellens wird der Weg des Lichtstrahls mit Hilfe zweierSpiegel N_1 und N_2 bis auf 2 bis 3 m verlängert. Zwei Geräte sind vom Mechaniker des physikalischen Laboratoriums A. P. Matwejew gebaut.

Moskauer Textilinstitut.

Die Herstellung sehr reinen Quecksilbers.

Von
H. v. Steinwehr und **A. Schulze** in Charlottenburg.

(Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.)

Für viele Zwecke, besonders für Präzisionsarbeiten (Darstellung von Normal-Quecksilber-Widerständen für das Internationale Ohm, Normalbarometern usw.) ist es erforderlich, Quecksilber von höchster Reinheit zu verwenden. Da in letzter Zeit mehrfach Anfragen betreffs Herstellung sehr reinen Quecksilbers an die Reichsanstalt gerichtet wurden, schien es ratsam, über die Methoden der Quecksilber-Reinigung kurz zu berichten, wie sie seit Jahren in der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt Verwendung finden.

Hierbei wird das im Handel käufliche Quecksilber zunächst mehrfach mit verdünnter Salpetersäure durchgeschüttelt. Nach wiederholtem gründlichen Nachschütteln mit Wasser wird es in derselben Weise durch Benzin oder Alkohol von Fett befreit. Staub oder sonstige mechanische Unreinheiten entfernt man durch Filtrieren. Als Filter diente ein dünnes Lederläppchen; da letzteres nie ganz fettfrei ist, empfiehlt es sich, das Lederläppchen solange in Benzin zu belassen, bis sich die letzten Fettspuren herausgelöst haben. Neuerdings hat die Porzellanmanufaktur W. Haldenwanger in Spandau für die Filtration von Quecksilber eine einfache Apparatur herausgebracht[1]), und zwar in Form eines Filterrohres aus Porzellan mit einer eingesetzten keramischen Filterplatte, die sehr fein porös ist. Das Quecksilber tritt in Form eines feinen Regens durch die Poren. Diese Apparatur hat in der Reichsanstalt in letzter Zeit häufig Verwendung gefunden.

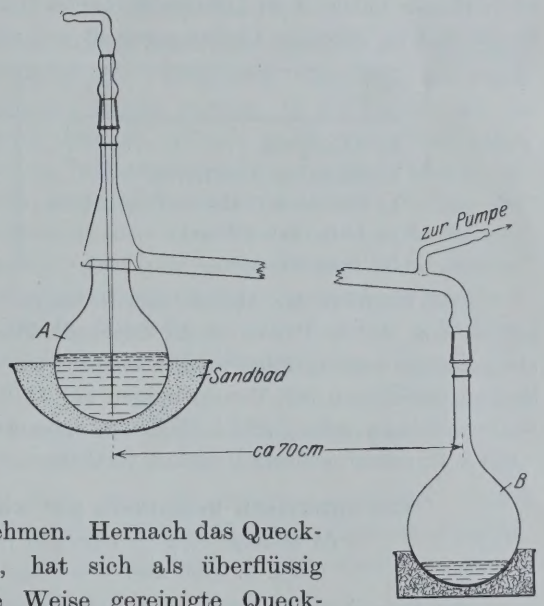
Um etwa noch vorhandene Schwermetalle (wie Kadmium, Blei usw.) zu entfernen, wird das soweit gereinigte und getrocknete Quecksilber einer zweimaligen Destillation unterworfen.

Zur Destillation wurde die von Hulett[2]) angegebene Methode verwendet; doch wurden im Laufe der Zeit einige Abänderungen vorgenommen. Das Prinzip der Hulettschen Methode ist folgendes: Das zu reinigende Quecksilber wird aus einem Rundkolben A (s. Abb.), der sich in einem Sandbade befindet, in das Gefäß B unter möglichst niedrigem Druck (Wasserstrahlpumpe) destilliert. Um die zugeführte Wärme gut auszunutzen, ist das Destillationsgefäß sowohl an den Seiten wie oben gut mit Asbest geschützt. Durch das mittels Schliff in den Rundkolben A eingesetzte Glasrohr, dessen oberes Ende mit der Außenluft direkt in Verbindung steht, und dessen unteres kapillar ausgezogenes Ende in das Quecksilber mündet, wird mittels der Wasserstrahlpumpe ein langsamer Luftstrom durchgeleitet. Diese hat vor allem den Zweck, die in dem Quecksilber enthaltenen Schwermetalle zu oxydieren, so daß diese Oxyde, die einen sehr viel höheren Siedepunkt als Quecksilber besitzen, als Rückstand

[1]) B. Weber, *Zeitschr. f. techn. Physik* **8.** *S. 164. 1927.*
[2]) G. A. Hulett, *Phys. Rev.* **33.** *S. 310. 1911.*

übrig bleiben. Ferner ist mit dem Absaugen des durchgeleiteten Luftstromes noch der Vorteil verbunden, daß die hinüberdestillierenden Quecksilbermolekeln schneller in das Gefäß *B* hinüberbefördert werden. Die Wärmezufuhr ist so zu wählen, daß die Kondensationsgrenze innerhalb des ersten Viertels des seitlichen Überführungsrohres liegt.

Gegenüber der Hulettschen Anordnnng ist die Apparatur der Reichsanstalt frei von Hähnen. Eine weitere Abänderung, die sich als besonders vorteilhaft erwiesen hat, besteht darin, daß an dem oberen Teile des Destillationsgefäßes *A* ein Kragen angebracht ist. Hierdurch wird erreicht, daß ein großer Teil der verdampften Quecksilbermolekeln beim Kondensieren nicht mehr in den Destillierkolben zurückfällt, sondern sich in der Rinne innerhalb dieses Kragens sammelt. Da dieser so angebracht ist, daß er in Richtung des Ansatzrohres ein kleines Gefälle hat, rollen auch die hier kondensierten Quecksilberkügelchen schnell in das Gefäß *B* hinüber. Auf diese Weise wird der Destillationsvorgang erheblich beschleunigt.



Um das Quecksilber in ganz reinem Zustande zu erhalten, empfiehlt es sich — wie bereits erwähnt —, diesen Destillationsvorgang zweimal vorzunehmen. Hernach das Quecksilber noch elektrolytisch zu reinigen[1]), hat sich als überflüssig herausgestellt, da bereits das auf obige Weise gereinigte Quecksilber den höchsten Anforderungen genügt.

Als Beweis hierfür dienen die eingehenden Untersuchungen an den Quecksilberrohren für das internationale Ohm, bei denen der elektrische Widerstand eines Rohres für verschiedene Füllungen Werte ergab, die innerhalb mehrerer Milliontel untereinander übereinstimmten[2]).

Erhebliche Schwierigkeiten hat die Aufbewahrung dieses Quecksilbers höchster Reinheit bereitet. Befindet es sich nämlich längere Zeit in Glasflaschen, so bildet sich zwischen Quecksilber und Glasoberfläche eine sehr dünne Haut, die auf eine chemische Reaktion zwischen Quecksilber und Glasoberfläche zurückzuführen ist. Diese Reaktion ist um so geringer, je härter das Glas ist. Es hat jedoch den Anschein, daß der Luftsauerstoff, sei es katalytisch, sei es in irgendeiner anderen Weise, hierbei beteiligt ist, da im Vakuum diese Erscheinung nicht zu beobachten ist. Will man also sehr reines Quecksilber längere Zeit in einwandfreiem Zustande erhalten, so empfiehlt es sich, dasselbe dauernd in evakuierten Glasflaschen aufzubewahren, wie es bereits in der Wärmeabteilung der Reichsanstalt seit einiger Zeit geschieht.

---

[1]) W. Jaeger, *Diese Zeitschr.* **12.** *S. 354. 1892.*

[2]) H. v. Steinwehr und A. Schulze, *Wiss. Abh. d. Phys. Techn. Reichsanst.* **11.** *S. 75. 1927; Ann. d. Phys.* **87.** *S. 769. 1928.*

Referate.

Die Wellenlängen der D-Linien des Natriums in Absorption und Emission.

(The wave lenghts of the D-lines of sodium in absorption and emission.)

Von C. C. Kiess. *Journ. Opt. Soc. Am.* **18.** *S. 169. 1929.*

Im Bureau of Standards wurden Messungen der Wellenlängen der Linien D_1 und D_2 in Absorption und Emission mit Hilfe eines Fabry-Perotschen Interferometers ausgeführt. Die weiße Lichtquelle war eine Pointolite-Lampe. Das Absorptionsrohr war aus Pyrex und 8 Zoll lang; in dasselbe war Natrium im Vakuum destilliert. Während der Versuche wurde es auf verschiedene Temperaturen erhitzt. Die gleiche Rohrart, aber mit Elektroden versehen, diente bei Antrieb durch einen kleinen Induktor als Lichtquelle für die D-Linien in Emission. Die so erhaltenen Wellenlängen sind im folgenden zusammengestellt und mit anderweitigen Angaben verglichen:

	D_1	D_2
In Absorption	5895,923 Å.-E.	5889,950 Å.-E.
In Emission (Geißlerrohr)	923	949
In Emission (Vakuum-Bogen 6 cm)	927	954
In Luft (Fabry-Perot)	932	965
Im Sonnenlicht	939	971

Der Vergleich der Absorptionswellenlängen mit denjenigen des Vakuumbogens und denjenigen nach Fabry-Perot für die leuchtende Flamme in Luft zeigt Unterschiede, die auf Druckabweichungen zurückgeführt werden können. Der Vergleich der Absorptionswellenlängen mit den Sonnenspektrallinien läßt Verschiebungen um 0,016 und 0,021 Å.-E. erkennen. Die Einsteinsche Rotverschiebung sollte 0,012 Å.-E. betragen, so daß eine restliche Verschiebung von 0,004 und 0,009 Å.-E. zufolge anderer Ursachen verbleibt. *Flügge.*

Ein sphärisch besonders gut korrigiertes Fernrohrobjektiv.

(A telescope objective especially free from spherical aberration.)

Von I. C. Gardner. *Journ. Opt. Soc. Am.* **18.** *S. 163. 1929.*

Für Spezialzwecke wurden Fernrohrobjektive von 250 mm Brennweite und 50 mm freier Öffnung benötigt, welche die Bedingungen zu erfüllen hatten, daß die sphärische Aberration nicht mehr als 0,05 % der Brennweite betrage und daß außerdem die einzelnen Ausführungen der jederzeit reproduzierbar sein sollenden Objektive Abweichungen in den Brennweiten von höchstens 0,05 % aufweisen dürfen. Um letztere Bedingung zu erfüllen, ohne durch die unvermeidlichen Abweichungen der einzelnen Ausführungen behindert zu sein, ist es erforderlich, einen variablen Luftabstand im Objektiv einzuführen. Das endgültige System bestand demnach aus zwei verkitteten Dublets aus Baritkron und Flint mit der Kronlinse voraus, und zwischen beiden war ein Abstand von 10 mm, mit welchem die Brennweite innerhalb der Toleranz einreguliert wurde. Das fertige System hat eine sphärische Abweichung und einen Fehler gegen die Sinusbedingung von weniger als 0,05 % der Brennweite. *Flügge.*

Ein registrierendes photoelektrisches Kolorimeter.

(A recording photoelectric color analyser).

Von Arthur C. Hardy. *Journ. Opt. Soc. Am.* **18.** *S. 96—117. 1929.*

Die zu untersuchende Farbprobe und eine Magnesiumcarbonatfläche werden von entgegengesetzten Seiten durch ein und dieselbe Wolframlampe beleuchtet. Lichtbündel von der Probe und von dem Magnesiumstandard her werden abwechslungsweise auf den Spalt einer spektroskopischen Einrichtung projiziert. Ein schmaler Bezirk jedes der beiden Spektren trifft auf eine Photozelle und verursacht einen pulsierenden Strom im Zellenkreis, wenn beide Lichtbündel von ungleicher Intensität sind. Dieser Strom wird durch Röhren verstärkt und den Feldwicklungen eines kleinen Elektromotors zugeführt, während die Ankerwicklung durch einen besonderen Strom von derselben Frequenz gespeist wird. Auf diese Weise rotiert der Anker in der einen Richtung, wenn die Intensität des von der Probe herkommenden Lichtbündels größer ist, in der anderen Richtung, wenn der Standard

mehr Energie aufsendet. Bei Intensitätsgleichheit ist die Felderregung Null, und der Motor steht. Wenn nun der Motor eine Blende betätigt, welche die Beleuchtung des Standard regelt, so lassen sich beide Intensitäten automatisch im Gleichgewicht halten. Eine Schreibfeder registriert auf einer rotierenden Trommel die Blendenstellungen, wobei die Drehung der Trommel mit der Wellenlängenskala gekuppelt ist. Auf diese Weise wird eine vollständige photoelektrische Kurve über den ganzen Spektralbezirk innerhalb von 30 s. erhalten. Die Genauigkeit übertrifft alle visuellen Methoden.

Flügge.

Spektroskopische und kolorimetrische Analyse von Signalgläsern.

(Spectroscopic and color analysis of railway signal glass standards.)

Von H. P. Gage. *Journ. Opt. Soc. Am.* **18.** *S. 167. 1929.*

Im Jahre 1908 normierte die jetzige *American Railway Association Signal Section* bestimmte Farbgläser als Standardmaterial für die Prüfung von farbigen Signalgläsern. Letztere sollten durch direkten photometrischen Vergleich mit den Normalien geprüft werden. In der Praxis wird ein abgeändertes Lummer-Brodhunsches Photometer benutzt, welches einen Spiegel mit engen „Kratzern" verschiedener Breite enthält. Wenn eine Farbenverschiedenheit vorliegt, können die feinen Kratzer zum Verschwinden gebracht werden, während die breiteren sichtbar bleiben. Besonders empfindlich sind die Kriterien bei binokularer Beobachtung. Photometrische Festsetzung der Absorptionsgrenzen sind seitdem zahlreich erfolgt, nicht aber entsprechende kolorimetrische. Solche werden nun ebenfalls ausgeführt und die erhaltenen Resultate sind ausgedrückt in Prozenten der drei Grundempfindungen für Rot, Grün und Violett. Umrechnung dieser Faktoren in Farbton und Sättigung führt auf graphische Darstellungsmöglichkeiten und Erkennung von Fehlern.

Flügge.

Die Unterschiedsschwelle des Auges bei kleinen Sehwinkeln.

Von J. Runge. *Physikal. Zeitschr.* **30.** *S. 76—77. 1929.*

Es ist bekannt, daß die Reizschwelle des Auges durch die scheinbare Größe des Objekts mitbedingt ist; quantitative Messungen hierüber haben Gehlhoff und Scheving ausgeführt. Ähnliche Untersuchungen über die Abhängigkeit der Unterschiedsschwelle von der scheinbaren Größe des Objekts lagen bisher nur von Karrer und Tyndall vor.

Die Untersuchungsmethode der Verfasserin ist außerordentlich einfach und besteht in der Benutzung von Blenden am Lummer-Brodhunschen Würfel. Das Ergebnis der Messungen ist ein zuerst langsames, dann steiler werdendes Ansteigen der Unterschiedsschwelle bei kleiner werdendem Sehwinkel, in Übereinstimmung mit den Ergebnissen von Karrer und Tyndall.

Das Fechnersche Gesetz wurde auch für kleine Sehwinkel gültig gefunden; Absolutwerte für die untersuchten Leuchtdichten sind allerdings nicht gegeben. *Dziobek.*

Über eine elektrisch betriebene Stimmgabel mit geeichter Frequenz-Feineinstellung.

(An electrically maintained tuning fork with a calibrated speed adjustment.)

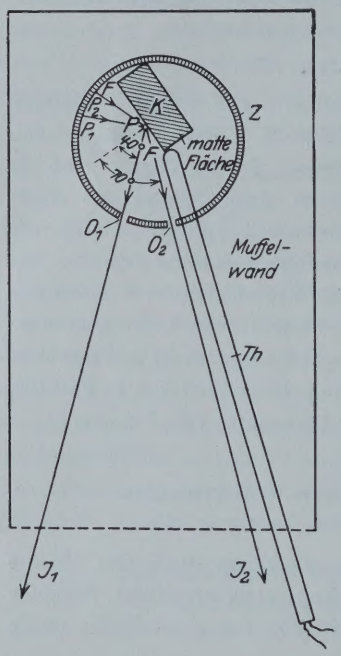
Von D. C. Gall. *Journ. of scient. instr.* **6.** *S. 18—19. 1929.*

Die Verwendung von Stimmgabeln zu stroboskopischen Messungen und Messungen in Verbindung mit dem phonischen Rad ist bekannt, ebenso auch die Steuerung einer Glimmlampe zu stroboskopischen Zwecken durch eine Stimmgabel. H. Tinsley-London baut eine 50-Perioden-Stimmgabel für diese Zwecke, die nach den Angaben des Verfassers mit einer besonderen Justiereinrichtung versehen ist, die die Dämpfung und das dynamische Gleichgewicht nicht beeinflußt. Das wird erreicht dadurch, daß die Hauptgabel mit einer leichter gehaltenen gleicher Zinkenlänge, aber etwas größerer Schwingungsdauer einstellbar gekoppelt wird. Die Frequenz der Hauptgabel wird durch die zusätzliche Masse der Hilfsgabel geändert, je nachdem die Hilfsgabel ohne Lösung der Koppelung durch die Einstellschraube bewegt wird. Die Einstellung wird durch die geeichte, 4 cm lange Skala erleichtert und ist auf 0,1% genau möglich in dem vorgesehenen Bereich von $\pm 3\%$ der Schwingungszahl der Hauptgabel. Die beigegebene Abbildung läßt leider die Einzelheiten der Anordnung nicht deutlich genug erkennen. *W. Keil.*

Über eine neue Methode der optischen Temperaturmessung in Öfen.

Von G. Aeckerlein. *Zeitschr. f. techn. Phys.* **10.** *S. 129—136. 1929.*

Die optische Temperaturmessung in Öfen stößt insofern auf Schwierigkeiten, als die Strahlung nicht die eines schwarzen Körpers ist, d. h. ungleichmäßig ist. Zwar stören auch absorbierende Gase, aber nur dann, wenn sie verschiedene Temperaturen aufweisen. Nach eingehenden Untersuchungen konnte der Verfasser die Schwierigkeiten bei optischen Temperaturmessungen, die durch Ungleichmäßigkeiten der Strahlung bedingt werden, durch geeignete Um- und Ausgestaltung der Meßmethode beseitigen. Trägt die Strahlung im Ofen die erwähnten Kennzeichen, so gestattet die pyrometrische Beobachtung eines oder besser zweier unter stumpfem Winkel zusammenstoßenden Flächenelemente von bekanntem unregelmäßigem und diffusen Reflexionsvermögen unter zwei bekannten Winkeln die ausgehende Strahlung nach Eigen- und Fremdstrahlung zu trennen. Ist das Absorptionsvermögen an der beobachteten Stelle bekannt, so läßt sich die Temperatur aus der Intensität der Eigenstrahlung mit Hilfe einer bekannten Beziehung exakt berechnen. Bei seinen Versuchen benutzte der Verf. als diffus und regelmäßig reflektierende Fläche die geschliffene Fläche eines „Korunit"-Körpers, die er vorher sorgfältig eichte. Die Meßanordnung geht aus der Abbildung die einen horizontalen Schnitt durch den zur Messung hergerichteten Muffelofen darstellt, hervor. J_1, J_2 sind die beiden Visierrichtungen, P_1, P_2 die Ausgangspunkte der regelmäßig reflektierten Strahlen, die auf einem Eisenzylinder Z nur wenige Zentimeter voneinander entfernt liegen. Der Eisenzylinder, der dafür sorgt, daß in P_1 und P_2 gleiche Temperatur herrscht, was notwendig ist, weist zwei kreisrunde 1,5 cm weite Öffnungen bei O_1 und O_2 auf, deren Zweck aus der Abbildung ersichtlich wird. In mehreren Meßreihen wurde die Temperatur des Punktes P mit der Fläche FF mit dem Holborn-Kurlbaum-Pyrometer gemessen, außerdem wurden mit einem den Korunitkörper berührenden Thermoelement *Th* Kontrollmessungen ausgeführt. Bei den bei dem Versuch vorliegenden Strahlungsverhältnissen im Ofen ergab sich ein Temperaturwert für die Fläche, der nur um 0,6 % von dem mit dem Thermoelement gemessenen, und zwar nach unten abwich, während einfaches Anvisieren nach der üblichen Methode eine Abweichung nach oben um 1,5 bis 1,8 % ergab. Durch Rechnung wurde festgestellt, daß auch bei ungünstigeren Strahlungsverhältnissen im Ofen die neue Methode gleichgünstige Ergebnisse liefert. *W. Keil.*



Über ein phonisches Rad mit Hilfsstimmgabel.

(A phonic Motor and slave fork.)

Von D. C. Gall. *Journ. of scient instr.* **6.** *S. 19—21. 1929.*

H. Tinsley u. Co.-London haben ein phonisches Rad — einen phonischen Motor — gebaut, das in Verbindung mit einer nach Richtlinien von A. B. Wood konstruierten Stimmgabel *(Journ. of scient. instr.*, **1.** *S. 330)* benutzt wird und besondere Vorzüge aufweist. Damit die Dauer der Kontaktvorgänge genau definiert ist, sind die Kontaktorgane sehr sorgfältig ausgebildet worden. Der Motor hat vier Pole von besonderer zweckentsprechender Form und weist zwei Phasen auf, die abwechselnd, von der Gabel gesteuert, erregt werden. Nach den vom Verfasser gegebenen Kurven erscheint auch die Dimensionierung des phonischen Motors in elektrischer Hinsicht — die günstigste Betriebsspannung ist 20 V — sehr praktisch gewählt. Der Motor läuft nicht von selbst an, kommt aber leicht in Tritt mit der Steuerfrequenz.

Um mit größeren Stromstärken arbeiten zu können, sind breite, ohne Gefährdung der Gabeleigenschaften auswechselbare Wolframkontakte an der Steuergabel angebracht. Um jedoch die Störungen auszuschließen, die daraus entstehen, daß infolge der großen Kontakte Interferenzen

an der Gabel auftreten, wurde eine besondere Relais-Hilfsgabel zwischen Hauptgabel und Motor eingeschaltet, die durch die Hauptgabel gesteuert wird und nur feine Kontakte aufweist.

Wenn es erforderlich wird, kann eine Mehrzahl von Hilfsgabeln von einer Hauptgabel aus betrieben werden.

Die äußere Form des Motors wird durch zwei Schnittzeichnungen erläutert. Aus der Reproduktion einer Aufnahme der Stimmgabelanordnung sind Einzelheiten über dieses für die ganze Apparatur wichtige Organ leider nicht zu entnehmen, ebenso fehlt leider ein Schaltschema.

W. Keil.

Über die Konstanz elektrisch erregter mechanischer Schwingungen und ihre Anwendung.

Von W. Hensel. *Physikal. Zeitschr.* **30**. *S. 274—278. 1929.*

Im letzten Jahrzehnt hat die Stimmgabel als Frequenznormal immer größere Bedeutung erlangt. Insbesondere hat sie in Verbindung mit der Dreielektrodenröhre als „Röhrenstimmgabel" viel Verbreitung gefunden. Das ist nicht verwunderlich, denn die Stimmgabel besitzt gegenüber anderen Einrichtungen die Eigenschaft, Schwingungen von außergewöhnlicher Gleichmäßigkeit zu erzeugen oder, was dasselbe besagt, die Zeit mit sehr hoher Genauigkeit zu unterteilen. Der Wegfall jeden mechanisch-elektrischen Kontaktes an der Gabel selbst bei der Röhrenstimmgabel beseitigt die bekannten Kontaktschwierigkeiten und stellt sie weit über die gewöhnliche elektromagnetische Stimmgabel. Die Schaltung und die Eigenschaften der Röhrenstimmgabel sind in der Literatur häufig behandelt worden, ebenso wie die Prüf- und Kontrollverfahren. Zur Überwachung der Frequenzkonstanz bietet die Beobachtung von Schwebungen ein bequemes Verfahren. Die Methode ist zwar keine absolute, aber sie befriedigt hinsichtlich ihrer Genauigkeit sehr, sofern der zweite Schwingungsgenerator während der Vergleichsdauer genügend konstant gehalten werden kann und insbesondere dann, wenn man Schwebungen von Oberschwingungen beobachtet.

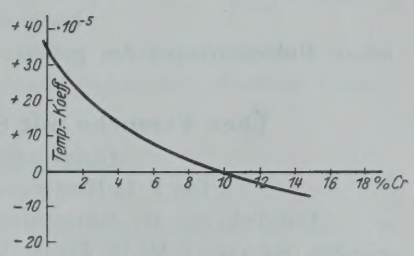


Abb. 1. Abhängigkeit des Frequenz-Temperaturkoeffizienten vom Chromgehalt einer CrNi-Legierung mit 36 % Ni.

Verf. benutzt zur absoluten Frequenzbestimmung — Genauigkeit: $1 \cdot 10^{-5}$ und mehr — einen Wechselstromsynchronmotor, den er mit der vom Stimmgabelverstärker, dessen Schaltungsschema abgebildet wird, abgegebenen Leistung synchronisiert. Den Synchronismus kontrolliert er stroboskopisch mit Hilfe einer vom Stimmgabelverstärker gespeisten Glimmlampe. Die Umdrehungszahl des Synchronmotors wird durch ein Zählwerk gezählt, dessen Stand chronographisch oder kinematographisch festgehalten wird. Der mittlere Fehler einer Frequenzbestimmung bezogen auf eine Meßdauer von einer Stunde beträgt $5 \cdot 10^{-6}$.

Da die Dämpfung der Stimmgabel erheblich geringer ist als die eines elektrischen Schwingungskreises, ersetzt sie im Tonfrequenzbereich letzteren mit Vorteil. Mißlich ist der Einfluß der Temperaturänderungen auf die Frequenzkonstanz der Stimmgabel. Hierbei wirken die thermische Längsausdehnung mit thermoelastischen Faktoren zusammen. In bestimmtem Bereich erweisen sich Stimmgabeln aus Elinvar-Stahllegierung mit 35 % Nickelgehalt und 12 % Chrom- bzw. elinvarähnlichen Legierungen von der Temperatur fast vollkommen unabhängig.

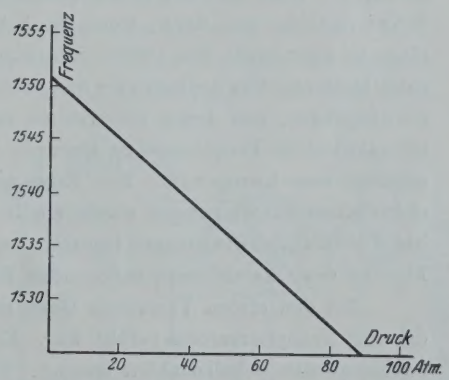


Abb. 2. Abhängigkeit einer Stimmgabelfrequenz vom Luftdruck.

Abb. 1 zeigt die Abhängigkeit des Frequenztemperaturkoeffizienten vom Chromgehalt (in Proz.) einer Chromnickelstahllegierung mit 36 % Nickel.

Der Verf. teilt mit, daß das günstigste nach der abgebildeten Beziehung erschmolzene Material einen Temperaturkoeffizienten von nur $4 \cdot 10^{-6}$ aufwies. Baut man die Gabel in einen

Thermostaten ein, so kann man die durch Temperaturschwankungen bedingten Frequenzänderungen unter $1 \cdot 10^{-6}$ herabdrücken. Zweckmäßig ist es auch, Frequenznormale für höchste Genauigkeitsansprüche durch druckfesten Einbau von den natürlichen Schwankungen des Luftdrucks und ihren Einflüssen auf die Frequenz frei zu halten. Abb. 2 zeigt die Abhängigkeit einer Stimmgabelfrequenz vom Luftdruck. Einer Druckschwankung von 1 mm Hg entspricht eine Frequenzänderung von $-0{,}3 \cdot 10^{-6}$, die bei dem Ausmaß der vorkommenden Luftdruckschwankungen nicht vernachlässigt werden kann. Der druckfeste Einbau der Stimmgabel wird aus Abb. 3 ersichtlich. Ein Stimmgabelgenerator, bei dessen Bau sämtlichen erwähnten Faktoren Rechnung getragen war, wies Frequenzschwankungen von nur noch $5 \cdot 10^{-6}$ auf; er besitzt die Konstanz, worauf der Verf. ausdrücklich hinweist, eines guten Schiffschronometers. Daß die Unruhe eines Chronometers ein so vollkommenes Zeitmeßorgan darstellt, wird allgemein verkannt und verdient im Hinblick auf die Einfachheit der Konstruktion viel mehr Beachtung.

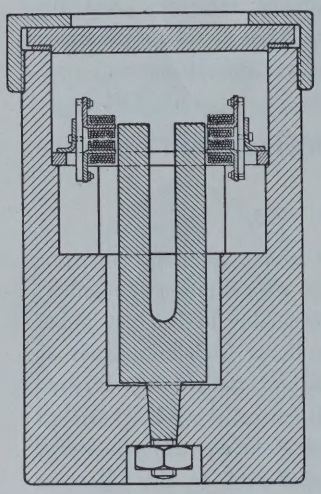


Abb. 3.

Für die vielseitige Anwendbarkeit sorgfältig gebauter Stimmgabelgeneratoren, wie der des Verfassers, der allerdings sorgsame und kritische Behandlung voraussetzt, werden verschiedene Beispiele aufgezählt. Insbesondere behandelt der Verf. die Vervielfachung der vom Generator gelieferten Frequenz und ein Verfahren zur Frequenzbestimmung eines Hochfrequenzgenerators. Daß die Funktechnik von seinen Untersuchungen den größten Nutzen zieht, liegt in der Natur der Sache begründet.

W. Keil.

Über Versuche mit Schallwellen hoher Schwingungszahlen.

(Experiments with high frequency sound waves.)

Von F. L. Hopwood. *Journ. of scient. instr.* **6.** *S. 34—40. 1929.*

Anläßlich der 19. Jahresausstellung der Britischen Physikalischen und Optischen Gesellschaften, die vom 8. bis 10. Januar 1929 in South Kensington veranstaltet wurde, fand erstmalig eine Tagung der Aussteller statt, deren Vorsitz der Präsident der *Physical Society* inne hatte. Auf dieser Tagung hielt Hopwood einen Experimentalvortrag über das obenstehende Thema. Er beschäftigt sich mit Schwingungen oberhalb der Hörbarkeitsgrenze, d. h. oberhalb 20000 Schwingungen, die von der Hörbarkeit abgesehen die typischen Eigenschaften akustischer Schwingungen aufweisen. Derartige Schwingungen können erzeugt werden dadurch, daß ein kurzer einseitig eingespannter Stahlstab mit einem geeigneten Hammer angeschlagen wird. Dabei treten allerdings Schwierigkeiten auf, dann, wenn die Schwingungszahlen 50000 übersteigen sollen, weil die Stablänge zu kurz wird. Für 100000 Schwingungen muß deshalb der Schwingkörper mehr eine Scheibenform besitzen. Das bedingt aber das Auftreten von Transversalschwingungen neben den Longitudinalschwingungen, von denen die ersteren innerhalb der Hörbarkeitsgrenze liegen. Die beste Methode ultraakustische Frequenzen zu erzeugen bedient sich wie bekannt piezoelektrischer Vorgänge. Sie stammt von Langevin. Zur Erzeugung der zur Anregung der Quarzscheiben erforderlichen elektrischen Schwingungen wurde ein Röhrensender benutzt, der für 3 kW Leistung bei 100000 bis 1000000 Schwingungen bemessen war. Die Wechselspannung zwischen den beiden an den Flächen des Quarzkörpers anliegenden Elektroden beträgt ungefähr 20000 Volt.

Bei den ersten Versuchen lagen die Quarzkörper mit ihren Elektroden in einem Glasgefäß, das mit Transformatoröl gefüllt war. Es wurden sowohl horizontal als auch vertikal verlaufende hochfrequente Schallstrahlen erzeugt. Stehende Wellen eines horizontalen Schallstrahls wurden nach R. W. Boyle mit Hilfe von Kohlenstaub, der auf einer ebenen Glasplatte, die in den Strahlengang gelegt wird, ein Streifensystem bildet, sichtbar gemacht. Bei 750000 Schwingungen betrug der Abstand benachbarter Streifen, d. h. die halbe Wellenlänge, angenähert 1 mm. Der Verf. erwähnt zwei Methoden, bei deren Anwendung es ihm gelungen ist, Aufnahmen von dem Knotensystem zu erhalten, das entsteht, wenn ultraakustische Wellen Flüssigkeiten durchsetzen und dabei auf reflektierende Hindernisse stoßen. Befestigt man auf der erwähnten Glasplatte senkrechte

Flächen, so treten Interferenzen auf, von denen der Verf. zwei Konfigurationen abbildet. Es gelingt ihm auch Diffraktionseffekte sichtbar zu machen.

Der Druck von Schallstrahlen läßt sich mit Hilfe des akustischen Radiometers von Langevin — eines Torsionspendels — nachweisen. Das Torsionspendel, ein drehbar aufgehängter Korkflügel, eignet sich auch dazu, die Durchlässigkeit bzw. das Absorptionsvermögen verschiedener Stoffe für Schallwellen festzustellen. Der Verf. hält es für wahrscheinlich, daß die Methoden zur Erzeugung und zum Nachweis hochfrequenter Schallwellen in Flüssigkeiten, auch bei raumakustischen Untersuchungen Anwendung finden werden.

Wie andere Schwingungsarten zeigen auch ultraakustische biologische Wirkungen. Langevin beobachtet bereits, daß Fische im Wasser, die von hochfrequenten Schallwellen getroffen wurden, häufig verendeten, ohne daß es ihm jedoch gelang, den physikalisch-biologischen Zusammenhang zu erklären. Um letzteren aufzuhellen hat der Verf. zusammen mit R. G. Canti, H. Hartridge, M. Gordon und E. J. Collins neue Versuche angestellt. Unabhängig davon haben R. W. Wood und A. L. Loomis ähnliche Untersuchungen ausgeführt, die dem Verf. wertvolle Anregungen gaben. Eine Reihe Ergebnisse der biologischen Versuche des Verf. und seiner Mitarbeiter werden angeführt.

Trifft ein ultraakustischer Strahl auf eine Wasseroberfläche, so kann häufig beobachtet werden, daß sich aus der im Wasser gelösten Luft Blasen bilden. Das Verhalten dieser Luftblasen hängt in erheblichem Maße von der Größe der wirksamen Schall-Strahlendrücke ab und gestattet Rückschlüsse auf letzteren bzw. ihn in sehr befriedigender Weise zu messen. Weiter gibt der Verf. an, wie man Transversalschwingungen in festen Körpern und durch ultraakustische Schwingungen ausgelöste Wärmeeffekte nachweisen kann.

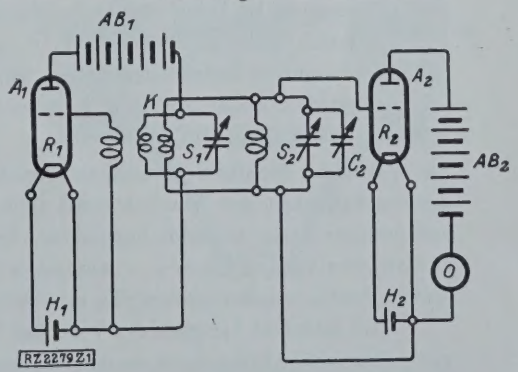
Bei der Zusammensetzung der Zuhörerschaft mußte der Vortrag naturgemäß auf Einzelheiten, die nur für den Sonderfachmann übersehbar sind, verzichten, was jedoch den günstigen Gesamteindruck in keiner Weise beeinträchtigt. *W. Keil.*

Aufzeichnung schneller Schwingungen.

Von H. Thoma. *Zeitschr. d. V. d. Ing.* **73.** *S. 639—642. 1929.*

Die Messung von Längenänderungen und Verschiebungen kleinsten Ausmaßes mit Hilfe von Kapazitätsänderungen eines Meßkondensators, der dem jeweiligen Meßzweck besonders angepaßt sein muß, hat in der Literatur in den letzten 10 Jahren häufig Behandlung gefunden. Schwierigkeiten verursachte aber immer die Messung rascher mechanischer Schwingungen. Dies Problem hat der Verf. studiert und ein Verfahren entwickelt, das anscheinend weitgehend befriedigt.

Ein Hochfrequenzen-Röhrensender kann durch eine aus zwei kleinen gegeneinander verschiebbaren Metallplatten bestehende Kapazität — Meßkondensator — so beeinflußt werden, daß Verschiebungen der nur durch eine äußerst dünne Luftschicht voneinander getrennten Platten von weniger als 1 μ bereits erhebliche Veränderungen von Stromstärke und Spannung erzeugt werden. Bei der Messung werden die Platten des Meßkondensators an dem Objekt senkrecht zur Richtung der zu messenden Bewegung — Vibration — angebracht. Um die Schwankungen der elektrischen Werte fortlaufend und lückenlos zu messen, die durch erzeugte Kapazitätsänderungen bedingt werden, sind Meßgeräte erforderlich, die praktisch trägheitsfrei reagieren. Hierzu müssen die Hochfrequenzschwingungen so verstärkt werden, daß sie zum Antrieb schnell aufzeichnender Meßgeräte, z. B. des Oszillographen ausreichen.



Die grundsätzliche Schaltung der Meßanordnung geht aus der Abbildung hervor, deren linke Hälfte den Hochfrequenzsender darstellt. Der Schwingungskreis S_2 — Bildmitte — wird annähernd auf Resonanz mit dem Kreis S_1 abgestimmt, so daß kleine Änderungen der Kapazität des Meßkondensators C_2 merkliche Änderungen der Stromstärke im Kreis S_2 tatsächlich erzeugen. Von S_2 aus wird das Gitter der zweiten Röhre, die der Verstärkung und Gleichrichtung dient, gesteuert, so daß im Oszillographen, der im Anodenkreis dieser Röhre

liegt, Schwankungen des Anodengleichstromes zur Aufzeichnung gelangen. Wesentlich ist dabei, daß die Größenordnung der verwendeten Hochfrequenzschwingungen — gearbeitet wurde mit $3:10^6$ — weit oberhalb der Eigenschwingungszahlen des Oszillographen liegen.

Bei Beachtung dieses Umstandes ergeben sich Erschütterungsaufzeichnungen, die praktisch trägheitsfrei sind und es zeigt sich, daß die Vibrationen meist aus Überlagerung nicht regelmäßig verlaufender Schwingungen entstehen. Nach nicht beschriebenen Vervollkommnungen an der Schaltung konnte der Verfasser, wie er berichtet, die Empfindlichkeit der Messungen bis zu bisher nicht erreichter Höhe steigern. Verschiebungen der Meßplatten gegeneinander um nur $^1/_{100\,000}$ mm können $1:10^6$ vergrößert werden, d. h. sie ergeben einen Ausschlag in der Registrierkurve von 10 mm. Die Eichung der Oszillographenausschläge wird so vorgenommen, daß die durch willkürliche Verschiebung hergestellten Plattenabstände am Meßkondensator mikrometrisch gemessen werden und in Beziehung zu den entsprechenden Oszillographenausschlägen gesetzt werden.

Verschiedene zum Teil durch Oszillogrammwiedergaben belegte Anwendungsbeispiele erläutern die Brauchbarkeit des neuen Verfahrens. Weitere instrumentelle Einzelheiten, die an dieser Stelle besonders interessieren würden, insbesondere über die Form des Meßkondensators und vor allem seine Anbringung am Meßobjekt, sind nicht mitgeteilt. Ob die Methode eine in jeder Weise naturgetreue Wiedergabe des wirklichen Verlaufes der Vibrationen liefert, ist nach den Ausführungen des Verf. nicht restlos zu übersehen. Der Einfluß der mechanischen Koppelung des Meßkondensators mit dem zu untersuchenden Objekt auf die aufzuzeichnenden Stromschwankungen erscheint noch der näheren Untersuchung zu bedürfen. *W. Keil.*

Messung der Schalldurchlässigkeit mit Hilfe des Hitzdrahtmikrophons.

Von H. Kietz. *Physikal. Zeitschr.* **30.** *S. 145—160. 1929.*

Bei dem Studium akustischer Fragen hat sich der Einfluß von Wänden auf die Ausbreitung des Schalles lange Zeit der Messung entzogen, da es an geeigneten Meßmethoden und genügend empfindlichen Meßgeräten ermangelte. Die Ergebnisse der Untersuchungen des Verfassers erscheinen geeignet, den bisherigen Mangel zu beseitigen.

In einleitenden Ausführungen, die, was anerkannt werden muß, weit ausholen, werden zunächst begriffliche Fragen geklärt. Dadurch wird das Verständnis sehr gefördert, auch wenn der Gang der Untersuchung stellenweise durch schärfere Gliederung des Stoffes hätte noch mehr herausgearbeitet werden können.

Da die Schalleigenschaften einer Wand in hohem Maße von der Größe und der seitlichen Befestigung, d. h. von äußeren Faktoren abhängen, gestaltet sich ihre Messung sehr schwierig. Aus dem gleichen Grunde konnten die bisher gebräuchlichen Meßverfahren keine allgemeingültigen Ergebnisse zeitigen. Grundsätzlich ist festzuhalten, daß eine Wand den Schall auf drei verschiedene Arten übertragen kann:

1. durch Querschwingungen, d. h. die Wand wirkt als Membran. Diese Art der Schallübertragung ist keine spezifische Eigenschaft des Materials.
2. durch Materialschwingungen, d. h. der Schall dringt in das Material ein, pflanzt sich in diesem in Longitudinalwellen fort und strahlt auf der anderen Wandseite wieder aus.
3. durch Leckdurchgang, d. h. Risse und Löcher in der Wand gestatten eine Schallübertragung ausschließlich in Luft.

Als spezifische Schalldurchlässigkeit bezeichnet der Verfasser die Schallübertragung, die allein von der Beschaffenheit des Wandmaterials abhängt, d. h. die ausschließlich durch Materialschwingungen und Leckdurchgang zustande kommende. Um die erwähnten äußeren Faktoren auszuschalten, wurde nur an sehr kleinen Flächen — maximaler Durchmesser 2 cm — gemessen. Die Kleinheit der Meßproben bedingte begreiflicherweise erheblichen Aufwand an Schallenergie.

Als Meßgerät benutzte der Verf. das Hitzdrahtmikrophon, das im Prinzip aus einer zur Erzeugung akustischer Frequenzen geeigneten Membran besteht, deren Ausgangsseite ein Hitzdraht gegenübersteht. Der Widerstand des Hitzdrahtes ändert sich, wenn letzteren ein Luftstrom trifft. Die Größe der Widerstandsänderung bildet ein Maß für die Stärke des Luftstroms, die ihrerseits von der aufgewendeten Schallenergie abhängt. Diese an sich einfachen Zusammenhänge bedurften, bevor

sie auf das vorliegende Problem angewendet werden konnten, der Klärung, zu der zwar einige Arbeiten anderer Verfasser, wie Paris und Tucker und v. Hippel herangezogen werden konnten, die aber den Verfasser zu umfangreichen theoretischen Überlegungen und praktischen Versuchen zwangen. Insbesondere bedurfte das Verhalten des Hitzdrahtes in abgehackten Luftströmen eingehender Untersuchung. v. Hippel hat bereits früher gefunden, daß die Temperatur und damit die Widerstandsschwankungen des Hitzdrahtes von der Frequenz der Luftstromstöße abhängen. Bei seinen Betrachungen der Vorgänge, bei der er zu einer einfachen mathematischen Formulierung gelangt, fand der Verfasser, daß zwei der Messung der auftreffenden Schallenergie zugängliche Größen auftreten. Die Schallwellen erzeugen im Hitzdrahtmikrophon eine konstante Widerstandsänderung, die sich in einer gewöhnlichen Brückenschaltung mit einem trägen Nullinstrument messen läßt und eine oszillierende Widerstandsänderung, die mit einem schwingungsfähigen Instrument — Saitengalvanometer oder Vibrationsgalvanometer — gemessen wird. Die Amplitude der periodischen, durch die periodischen Luftströme der Schallwellen erzeugten Widerstandsänderungen wird Mikrophoneffekt genannt. Bei großen Geschwindigkeiten sind die Widerstandsänderungen des Hitzdrahtes für zerhackte Luftströme und konstanten Luftstrom gleicher Geschwindigkeit gleich. Zur Eichung des Hitzdrahtmikrophons, die sehr ausführlich behandelt wird und durch Tabellen und Kurven belegt wird, bedient sich der Verf. des in Abb. 1 schematisch wiedergegebenen Meßorgans, das ein für seine Zwecke abgeändertes Wiensches Vibrationsmanometer darstellt.

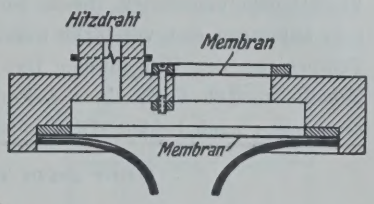


Abb. 1.

Die von ihrer Unterseite anregbare Membran eines Lautsprechers bildet den Boden eines flachen zylindrischen Tonraumes, den der schraffiert gezeichnete Bleikörper an den Seiten und von oben abgrenzt. In einem 9 mm Durchmesser und 46 mm Länge aufweisenden Kanal ist der 0,006 mm dicke Hitzdraht aus Platin, zur Vergrößerung der wirksamen Länge in M-Form gebogen, angeordnet.

Außerdem enthält der Bleikörper an der der Membran gegenüberliegenden Seite eine runde Durchbohrung, die durch eine 0,063 mm dicke, über einen Durchmesser von 41,5 mm frei schwingende, fest eingespannte Membran aus Glimmer verschlossen ist. Wird die Lautsprechermembran erregt, so muß die Glimmermembran erzwungen mitschwingen. Um die Größe der Schwingungen der Glimmermembran zu messen, ist auf der Membran, in deren Mitte senkrecht ein in einer kleinen Kugel endender Glasfaden befestigt. Die kleine Kugel wird stark beleuchtet und entwirft im Ruhezustand im Bildfeld des Beobachtungsmikroskops mehrere helle Punkte, die bei Schwingungen zu Lichtstreifen auseinandergezogen werden. Die Länge dieser Streifen, die mit Okularskala abgelesen wird, bildet ein Maß für die Größe der Schwingungsamplitude, und man kann annehmen, daß die Maximalamplitude der den Hitzdraht abkühlenden Luftschwingung der abgelesenen Lichtstreifenlänge proportional ist. Variiert man die Schallintensität und mißt die dadurch bedingte Amplitudenänderung des Hitzdrahtwiderstandes, so kann man aus korrespondierenden Werten eine Luftschwingungseichkurve des Hitzdrahtes zeichnen. Die Eichung des Hitzdrahtes erstreckt der Verfasser auch auf konstante Luftströme und führt sie auch für kleine Schallintensitäten durch, die er dadurch erhält, daß er im Hitzdrahtkanal einen dreifachen Filzfilter anbringt. Einige tabellarische Zusammenstellungen und Eichkurven belegen seine Messungen.

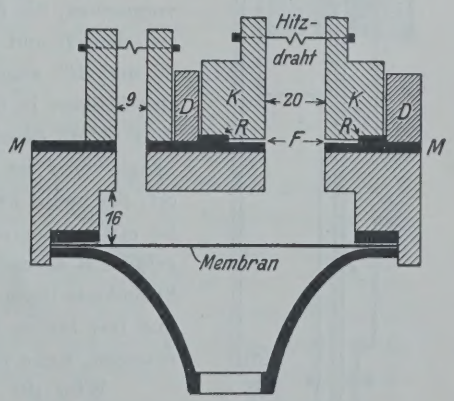


Abb. 2.

Zur eigentlichen Schalldurchlässigkeitsmessung bedient er sich einer Einrichtung, die in Abb. 2 schematisch gezeichnet ist und der Vibrationsmanometeranordnung sehr ähnlich ist. Wieder begrenzt ein dicker Bleikörper einen flachen Tonraum, dessen Boden eine Lautsprechermembran bildet. An Stelle der Glimmermembran ist ein zweiter Hitzdrahtkanal — Durchmesser 20 mm — vorhanden. Während

der enge Kanal, in dem der Kontrollhitzdraht untergebracht ist, durch das auf der Messingplatte *M* befestigte Rohrstück gebildet wird, wird der Meßkanal durch das schwere aber herausnehmbare Bleistück *K*, das der auf *M* feste Ring *D* hält, gebildet. Die Prüfstücke werden in den Ring *D* eingelegt, in den sie einigermaßen passen müssen, darauf wird der Messingring *R* gelegt, auf den das schwere Einsatzstück zu liegen kommt. Diese Art der Lagerung der Prüfstücke hat sich als beste erwiesen; da der innere Durchmesser des Ringes *R* größer ist als der des Kanals, wird die normale Beschaffenheit der Prüfstücke in deren mittleren Teil durch die Einspannung nicht beeinflußt. Die Messung der konstanten Widerstandsänderung ergibt nur bei großen Schallstärken Resultate; die Messungen werden durch Temperaturänderungen der umgebenden Luft leicht beeinflußt, so daß besondere Schutz- und Kontrollmaßnahmen erforderlich sind. An Filz von 3,2 mm Dicke wurde je eine Meßreihe für verschiedene Schichten und große und kleine Schallstärke durchgeführt. Ebenso wurde Leinen gemessen und andere Stoffe. Die Ergebnisse werden sowohl in Tabellenform als auch graphisch dargestellt. Zur Messung des Mikrophoneffektes wurde das auf Resonanz abgestimmte Vibrationsgalvanometer (nach Schering) benutzt, jedoch mußten die oszillierenden Stromschwankungen erst verstärkt werden. Diese Art der Messung erwies sich als unabhängig von der Temperatur der Umgebung. Das bei der theoretischen Betrachtung gefundene Abklingen der Schallintensität nach einer e-Funktion bei zunehmender Schichtdicke wurde bei Absorptionsmessungen nach beiden Hitzdrahtmeßmethoden bestätigt. *W. Keil.*

Über zwei neue Quecksilberdestillierapparate.

Automatic mercury still.

Von F. L. Robeson. *Journ. Opt. Soc.* **18**. *S. 72—74. 1929.*

A sublimation mercury still.

Von K. Hickman. *Journ. Opt. Soc.* **18**. *S. 62—68. 1929.*

Es werden zwei Apparaturen zur Quecksilberdestillation beschrieben, die beide im wesentlichen aus Glas bzw. „Pyrex"-glas bestehen, sich jedoch dadurch unterscheiden, daß die einfachere nur in einer Stufe, die andere in drei Stufen hintereinander destilliert. Die einfache Apparatur hat Robeson bereits vor einigen Jahren entwickelt Sie lehnt sich an das von Smith angewandte Prinzip, das erforderliche Vakuum durch zwei barometrische Quecksilbersäulen aufrechtzuerhalten, an. Das Gerät ist verhältnismäßig einfach zusammenzublasen. Wie die Abb. 1 erkennen läßt, besteht das Siedegefäß *B* aus einer gewöhnlichen Flasche, deren Hals an eine Erlenmeyerflasche *C*, die das Kondensgefäß bildet, angeschmolzen ist. Dicht neben der Verschmelzungsnaht ist die Auskehlung *GG* vorgesehen, die das kondensierte Quecksilber sammelt. An dem Halsstück zwischen *B* und *C* sind die beiden bis in die Halsmitte ragenden Kerben *D'* und *D''* angebracht, die unmittelbares Übertreten nicht verdampften Quecksilbers in das Kondensgefäß *C* verhindern. Das Zuflußrohr *F* und das dem Abfluß dienende *J* haben einen inneren Durchmesser von 4 mm. Die Länge von *F* ist die der mittleren Höhe der Barometersäule am Gebrauchsort, die von *J* zwischen der Falle *T* und der Krümmung am oberen Ende ist etwa 3 cm größer. Die Heizspule *H*, die sich dem Boden des Siedegefäßes *B* anschmiegt, ist in eine Packung Alundumzement eingebettet. Im Stromkreis liegen zwei Eisendrähte *w w*, die in das Vorratsgefäß *S* tauchen und fast bis zu dessen Boden reichen und dazu dienen den Apparat stillzusetzen, wenn der zu reinigende Quecksilbervorrat erschöpft ist.

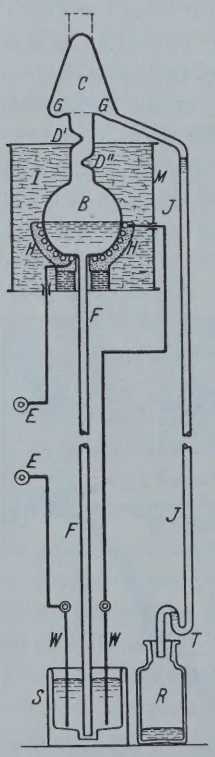


Abb. 1.

Wird der Apparat in Benutzung genommen, so wird zunächst eine Luftpumpe an das Ausflußrohr *J* angeschlossen. Dann wird das zu destillierende, vorher gewaschene und entfettete Quecksilber in das Vorratsgefäß *S* geschüttet, der Heizstrom eingeschaltet und die Pumpe in Gang gesetzt. Nachdem das Quecksilber bis in das Siedegefäß gestiegen ist, wird mittels einer Schlauchklemme an dem Verbindungsschlauch zwischen Pumpe und dem Rohr *J* die Verbindung zwischen Apparat und Pumpe unterbrochen, bis destilliertes Quecksilber die Falle *T*

fast gefüllt hat. Darauf wird die Pumpe wieder in Gang gesetzt, die Schlauchklemme geöffnet und das Pumpen so lange fortgesetzt, bis eine zum Abschluß des Ausflußrohres ausreichende Quecksilbermenge übergeflossen ist. Sodann wird die Schlauchklemme wieder geschlossen, bis sich mehr Quecksilber als der Höhe der Barometersäule entspricht, in *J* gesammelt hat. Ist das eingetreten, so wird die Schlauchklemme wieder geöffnet und der Verbindungsschlauch zur Pumpe ganz entfernt. Das Gerät arbeitet dann automatisch mit einem Vakuum im Inneren von 1 cm Qu. Sind die zwei Barometersäulen zur Ausbildung gelangt, dann läuft das Gerät an, wenn in das Vorratsgefäß Quecksilber geschüttet wird. Zu einer Ausbeute an destilliertem Quecksilber von 1 kg wird 1 kWh Energie benötigt. Zweckmäßig wird das Siedegefäß von Zeit zu Zeit mit Salpetersäure gereinigt.

Die dreistufige Apparatur, deren Endprodukt sehr hohen Ansprüchen in bezug auf Reinheit genügt, hat Hickman entwickelt. Er geht von einem von der Taylor Instrument Company zur Reinigung von Thermometerquecksilber verwendeten, nach einem Vorschlag von Moler gebauten Gerät aus. Der neue Apparat destilliert im Vakuum und arbeitet mit drei gleichen Destillationskolben, die die in Abb. 2 gegebene Form haben und zu einer Kolonne hintereinandergeschalten sind.

Der nach unten gerichtete Hals des Kolbens *A* ragt in einen mit Quecksilber beschickten Trog. Wird an der Düse *B* gesaugt, dann steigt das Quecksilber in den Kolben, sofern das bei *D* an der Auskehlung beginnende Rohr in der Krümmung *c* Quecksilber enthält und dadurch geschlossen ist. Erhitzt man den Kolben, welchem Zweck die in der Abbildung angedeutete Heizpackung dient, so wird der aufsteigende Quecksilberdampf sich an der oberen Wölbung des Kolbens niederschlagen. Die kondensierten Quecksilbertropfen sammeln sich in der erwähnten Auskehlung, die bei *D* ihren Abfluß hat.

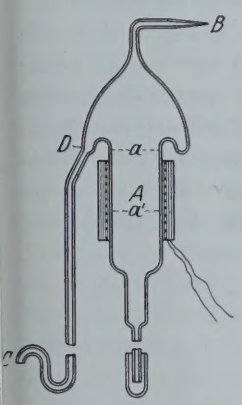


Abb. 2.

Die automatisch arbeitende vollständige Apparatur zeigt Abb. 3. Auf einem Holzgestell sind die 3 Kolben befestigt, sie ruhen mit ihren Halsteilen in entsprechenden Bohrungen. Das untere Ende des vom Kolben *1* ausgehenden Rohres *A* taucht in dem auf einem Brett, im Mittelteil des Gestells befestigten, unten mit Schliff verschlossenen Trog *X*, der das zu reinigende Quecksilber aufnimmt. Das Ausflußrohr *B* des Kolbens *1* ist mit dem Verlängerungsrohr *C* des Kolbens *2* zusammengeschmolzen. Ein Zweigrohr *J* ragt nach unten in ein unten mit Zapfhahn versehenes, etwas weiteres Rohr, das sogenannte Prüfrohr. Dieselbe Einrichtung findet sich in dem Rohr *M* zwischen den Kolben *2* und *3*. Das Ausflußrohr des Kolbens *3* läuft in der Rohrkrümmung aus, deren Ende *N* das gereinigte Quecksilber in das Sammelgefäß ausfließen läßt. Am Scheitel des Kolbens *1* ist ein Rohr angeblasen, das zum Fuß des Gestells führt und dort in einem Y-förmigen Stück endet, von dessen nach unten weisenden Zweig ein Druckschlauch zu einer mit Quecksilber gefüllten kugelförmigen Behälter führt. Letzterer kann gehoben und gesenkt werden, wodurch die Höhe der Quecksilbersäule in den nach oben weisenden Zweigen des Y-förmigen Rohres beeinflußt werden kann. An dem freien Ende dieses Rohres *P* wird die Vakuumpumpe angeschlossen.

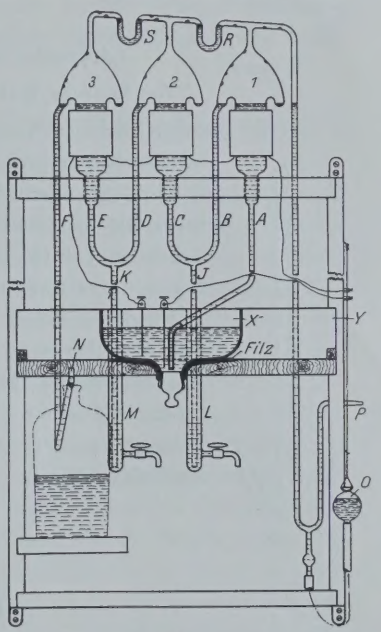


Abb. 3.

Um das Gerät in Betrieb zu setzen, füllt man zunächst sauber gewaschenes Quecksilber in den Trog *X*, den Behälter *O*, in die Prüfröhren *L* und *M* und durch die Rohrmündung *N* in die Krümmung des Rohres *F*. Dann wird der Behälter *O* so weit gesenkt, daß die an *P* angeschlossene Pumpe das Innere der Apparatur auspumpen kann und die Kolben sich mit Quecksilber füllen. Wenn erforderlich, muß in die Prüfröhren und die Krümmung des Ausflußrohres Quecksilber nach-

gefüllt werden. Sodann wird der Heizstrom eingeschaltet, ohne daß die Pumpe stillgesetzt wird. Beginnt die Destillation, dann werden die Rohrkrümmungen *R* und *S* mit einem Bunsenbrenner angewärmt, damit zunächst Kondensation in ihnen verhindert wird. Hierauf wird der die Düse *P* mit der Pumpe verbindende Schlauch möglichst nahe an *P* abgeklemmt und der Behälter *O* in seine Normallage gehoben. Dadurch wird das Innere der Apparatur von der Außenluft vollständig abgeschlossen. Da sich in diesem Stadium in den Prüfröhren *M* und *L* noch Quecksilber befindet, das noch nicht sonderlich sauber ist, öffnet man die Zapfzähne und läßt es abfließen.

Die Heizwiderstände bestehen aus auf Asbest gewickeltem Nichromdraht von 10 Ω Widerstand pro Meter und sind so abgestimmt, daß das Destillat des Kolbens *1* das Fassungsvermögen der Kolben *2* und *3* nicht übersteigt. Die drei Widerstände liegen in Reihe. Ihre Zuleitung ist wie bei der Apparatur von Robeson über zwei Eisendrähte durch das Speisegefäß *X* geführt, so daß die Funktion des Geräts aufhört, wenn der zu reinigende Quecksilbervorrat erschöpft ist. Die Ausbeute, die der Apparat liefert, beträgt in 24 Stunden ca. 400 ccm. Sind die beschriebenen Anfangsmaßnahmen vorüber, so bedarf das in Betrieb befindliche Gerät keiner besonderen Wartung.

W. Keil.

Quecksilberreinigung.

(*Apparatus and methods for preparing very clean mercury.*)

Von Duaue Rolter. *Journ. Opt. Soc. Amer.* **18.** *S. 357—359. 1929.*

Bei photoelektrischen Versuchen hat Verf. folgendes Verfahren zur Quecksilberreinigung als zweckmäßig erprobt: 1. Waschung in 10%iger Kalilauge zur Entfernung von Fett; 2. Einige Stunden schütteln oder mischen mit dreifach normaler Salpetersäure zur Beseitigung metallischer Verunreinigungen; 3. Waschen mit destilliertem Wasser und Trocknen bei 110° C, danach Filtrieren durch Leder oder Loch in Papier. 4. Destillieren unter Durchströmung von Luft, wobei fremde Metalle oxydiert werden sollen; 5. Filtrieren durch ein Glasrohr mit kapillarer Öffnung, bis die letzten Oxydspuren von der Oberfläche verschwunden sind; 6. Wiederholte Destillation bei Hochvakuum zur Entfernung okkludierter Gase. Der zu 6. dienende Destillierapparat steht zweckmäßig in direkter Verbindung mit der Apparatur, die das reine Quecksilber aufzunehmen hat. Für die chemischen Reinigungsoperationen wird die Anwendung eines Zentrifugalrührers empfohlen, den die Abbildung zeigt.

Sewig.

Bücherbesprechungen.

Handbuch der Experimentalphysik, herausgeg. von W. Wien und F. Harms. Bd. XX, 1. Teil. **A. König,** Physiologische Optik. Gr. 8°. VII, 241 S. mit 70 Abb. Akadem. Verlagsanstalt, Leipzig 1929. Geb. 23,60 R*M*.

Während in den älteren physikalischen Handbüchern die physiologische Optik meist nur ziemlich kursorisch behandelt wurde, beginnt sie jetzt überall einen breiteren Raum einzunehmen. Man ist zur Erkenntnis gekommen, daß sie insbesondere für den technischen Physiker zum notwendigen Rüstzeug gehört, da sie sowohl für den Bau optischer Instrumente wie auch z. B. für Lichterzeugung und Messung unentbehrliche Unterlagen liefert. Auch das Wien-Harmssche Handbuch der Experimentalphysik widmet ihr daher einen Teil, der von A. König-Jena verfaßt ist. Beim Durchblättern des Artikels, der in gesondertem Einband vorliegt, fällt vor allem die überwältigende Fülle des behandelten Materials auf. Es liegt im Wesen der physiologischen Optik, daß sich fast zu jeder einzelnen Frage eine große Mannigfaltigkeit von möglichen experimentellen Untersuchungen darbietet. Die Leistungen des Auges sind von so außerordentlich vielen verschiedenen Faktoren abhängig, wie Adaptationszustand, Pupillenweite, Netzhautstelle, Dauer und Stärke der Belichtung, Vorbehandlung, monokulares oder binokulares Sehen, gleichzeitige Einwirkung auf andre Netzhautstellen, usw., daß die Zahl der möglichen Anordnungen ins Ungemessene wächst, und die Ergebnisse verschiedener Forscher fast nie unmittelbar vergleichbare Werte geben. Es ist klar, daß

in einem Handbuchartikel auf die einzelnen Arbeiten nur mit einem kurzen Hinweis eingegangen werden kann. Für den, der mehr als eine knappe Zusammenstellung wünscht, wird daher ein Zurückgreifen auf die Originalarbeiten unerläßlich sein, was aber durch die vielen sorgfältigen Literaturangaben (auch in bezug auf die umfangreiche amerikanische Literatur) sehr erleichtert wird.

Behandelt werden zunächst die mit dem Bau des Auges direkt zusammenhängenden Erscheinungen, sodann die Gesetze des Farbensehens für Normale und Anomale sowie Farbmessung und Farbphotometrie, ferner die Reiz- und Unterschiedsschwellen und ihre Änderung durch die Adaptation, die Erscheinungen des Kontrastes und der Nachbilder, endlich die Sehschärfe, das räumliche Sehen und das Sehen von Bewegungen. Das Auffinden mancher Einzelheiten wird etwas erschwert durch eine wenig übersichtliche Anordnung der Kapitel. So findet sich die Besprechung der Farbenmischungsgesetze und die der Farbentheorien an zwei weit getrennten Stellen des Buches; ebenso ist die Wirkung periodischer Lichtreize an ganz andrer Stelle behandelt als die stroboskopischen Erscheinungen. Ein verhältnismäßig breiter Raum ist den optischen Täuschungen zugewiesen, die der Leser an zahlreichen Abbildungen selbst studieren kann. Die Darstellung von Theorien und Gesetzmäßigkeiten ist dagegen meist recht knapp gefaßt, so daß sie wohl nur dem bereits Kundigen als Quellennachweis, nicht aber dem Außenstehenden zur Einführung dienen kann Jedenfalls aber erhält der Physiker ein lebhaftes Bild von der großen Mannigfaltigkeit und Kompliziertheit physiologisch-optischer Erscheinungen. *I. Runge.*

A. E. Conrady, *Applied Optics and Optical Design.* 8°. VIII, 518 S. m. 102 Abb. *Oxford University. Press.* Humphrey Milford, London 1929.

Der Verfasser unterscheidet im Vorwort zwischen „wirklicher Optik" *(real optics)* und „Examensoptik" *(examination optics)*; nur erstere wird behandelt, während die „*examination optics*" als „mathematische Akrobatenkunststücke" abgelehnt werden. Mit dieser Auffassung kennzeichnet der Verfasser den Zweck des Buches, nämlich dem angehenden Konstrukteur Rechenregeln zu geben, nach denen er seine photographischen, Fernrohr- usw. Objektive berechnen kann. Alle Überlegungen und Betrachtungen allgemeiner Natur, die darüber hinausgehen und die z. B. die Lektüre des Werkes von Czapski-Eppenstein so anregend machen, sind bewußt vermieden worden.

Ist so Ziel und Zweck des Buches nur auf die Bedürfnisse des praktischen Konstrukteurs beschränkt, ohne darüber hinaus die Einsicht in umfassendere Zusammenhänge und allgemeine Prinzipien zu vermitteln, so ist auf der anderen Seite zu sagen, daß es dem Verfasser gelungen ist, in klarer und übersichtlicher Form, dabei in streng logischem Aufbau Prinzipien und praktische Anwendung der konstruktiv rechnenden Optik darzustellen. Der Band, der der Niederschlag fünfunddreißigjähriger Tätigkeit als optischer Rechner ist, behandelt die Methoden der Durchrechnung eines Systems im allgemeinen, die allgemeine Theorie des fehlerfreien optischen Systems, die vollständige Theorie der Aberrationen erster Ordnung und die Theorie der Aberrationen höherer Ordnung soweit, wie es zur Berechnung von Fernrohren, von Mikroskopen geringerer Apertur und zur Berechnung der einfachsten photographischen Objektive notwendig ist.

Im einzelnen enthält das Buch folgende Abschnitte: I. *Fundamental Equations;* es werden die allgemeinen Methoden der Durchrechnung behandelt, der Begriff der Durchbiegung wird erörtert. Zahlreiche Winke für die numerische Durchführung von Durchrechnungen werden — wie auch an anderen Stellen — an Hand numerischer Beispiele gegeben. II. *Spherical Aberration;* Reihenentwicklung der sphärischen Aberration; verschiedene Maße der sphärischen Aberration. III. *Physical Aspect of Optical Images;* Kurze Darstellung der Huyghensschen Theorie und praktischen Rechenregeln zur Berücksichtigung der Beugungserscheinungen. IV. *Chromatic Aberration;* Chromatische Aberration erster und zweiter Ordnung; longitudinale chromatische Aberration dünner Linsen; Achromatismus des axialen Bildpunktes bei Paraxialstrahlen usw. V. *Design of Achromatic Object Glasses;* behandelt werden sowohl die rein trigonometrische Methode wie die Lösung durch optische Näherungsverfahren. VI. *Extra-Axial Image Points.* Die mathematischen Ausdrücke für die fünf Seydelschen Bildfehler (Sphärische Aberration, koma, Astigmatismus, Bildfeldkrümmung, Verzeichnung) werden entwickelt und diskutiert. VII. *The Optical Sine Theorem;* Die Abbesche Sinusbedingung und ihr Zusammenhang mit den übrigen Bildfehlern (insbes. koma) wird behandelt. VIII. *Trigonomotrical Tracing of Oblique Peucils;* IX. *General Theory of Perfect Optical Systems* enthält

im wesentlichen die Gausssche geometrische Optik; die theoretische Unmöglichkeit der Existenz eines Systems endlicher Öffnung, das für mehr als ein Paar konjugierter Ebenen korrigiert ist, wird bewiesen. X. *Ordinary Eyepieces;* Huyghens-Ocular, Ramsdein-Ocular usw.

Zum Verständnis des Buches ist die Kenntnis der Elementarmathematik ausreichend; ein gut zusammengestelltes Sachregister erleichtert den Gebrauch des Buches. *Dziobek.*

Bernhard Wagner, Tabellen zum Eintauchrefraktometer. 2. Auflage nebst einem Anhang von Rothenfußer, Die Refraktometrie der Milch. LI S. Text, 162 S. Tabellen mit 9 Abb. und einer Anzahl graphischer Darstellungen. Im Selbstverlage des Verfassers, Sondershausen 1928.

In der chemischen Technologie (Apotheken, Brauereien, Brennereibetrieben, chemisch-technischen Laboratorien, Kliniken, Nahrungsmittel-Untersuchungsämtern usw.) nimmt die analytische Refraktometrie, d. h. die Messung des Lichtbrechungsvermögens mittels Eintauchrefraktometers, ständig an Bedeutung zu und gewinnt ein immer größer werdendes Anwendungsgebiet, weil dieses Meßverfahren überaus sauber und rasch arbeitet. Für derartige Untersuchungen werden solche Tabellen wie diese des Verfassers stets unentbehrlich gebraucht, welche die Umrechnung der Skalenteile in Brechungsverhältnisse für Natriumlicht enthalten, sowie aus den Refraktometeranzeigen den Prozentgehalt der Lösungen chemisch reiner Substanzen direkt abzulesen gestatten. Die Messungen dienen ferner zur Prüfung vieler Stoffe auf Reinheit.

Nach eingehender Beschreibung des Zeissischen Eintauchrefraktometers, sowie seiner Handhabung und Justierung werden Beispiele von Kurven und Diagrammen angeführt, welche die Abhängigkeit der ermittelten Skalenteile von der Konzentration der Lösungen darstellen. Darauf folgen eine kurze Besprechung der wichtigsten Versuchsobjekte und der mit dem Refraktometer ausführbaren Messungen, eine Justiertabelle für destilliertes Wasser, zahlreiche Berechnungsbeispiele, ein Literaturverzeichnis von 282 Nummern, das alphabetische Inhaltsverzeichnis für die Tabellen von 81 anorganischen und organischen Stoffen. Hieran schließen sich auf 121 S. die eigentlichen Umrechnungstabellen und endlich die Milchrefraktometrie mit 41 S.

Die Tabellen enthalten ein außerordentlich umfangreiches Beobachtungsmaterial. Diese neue Auflage wurde auch durch Umrechnungstabellen ergänzt, mit deren Hilfe die bei der jeweiligen Temperatur zwischen 10 und 30° C ermittelten Skalenteile auf solche bei 17,5° umgerechnet werden können; diese Werte ergeben dann die aus der Tabelle für 17,5° ersichtlichen Prozentgehalte der untersuchten Lösungen. Damit ist man also jetzt von besonderen Thermostaten unabhängig geworden. Der das Tabellenwerk benutzende Praktiker dürfte unangenehm berührt werden durch die halbseitige Berichtigung von Druckfehlern in den Tabellen und im Text, sowie durch die eingeklebte rote Halbseite mit weiteren Druckfehler-Angaben, weil sich ihm unwillkürlich die Frage aufdrängen wird, ob er nun sicher vor weiteren Fehlern in den Tabellen sein kann. So viele Versehen sollte eine zweite Auflage nicht mehr aufweisen. *Schck.*

Handbuch der wissenschaftlichen und angewandten Photographie, herausgegeben von Alfred Hay. Band 8: Farbenphotographie. Bearbeitet von L. Grebe, A. Hübl, E. J. Wall. 8°. IX, 248 S. m. 131 Abb. u. 8 Taf. Wien 1929, Julius Springer. Br. RM 24,—. Geb. RM 26,80.

Der jetzt vorliegende achte Band des von Hay herausgegebenen Handbuches der Photographie gewährt einen recht erfreulichen Anblick; alles, was sich über das ausgedehnte Gebiet der Farbenphotographie sagen läßt, ist in knapper aber vollständig ausreichender Form vorgebracht. — Im ersten Teil gibt Hübl einen Abriß der Licht- und Farbenlehre, so weit sie für die farbige Photographie von Bedeutung ist; Messung und Ordnung der Farben, Zusammensetzung der wichtigsten Lichtfilter werden mitgeteilt. Im zweiten Teil behandelt Grebe die hauptsächlichsten Ausführungsformen der verschiedenen Spektrographen; neben den Prismenapparaten und den Gitterspektrographen werden auch die Interferenz- und die Röntgenspektrographen kurz beschrieben. Der dritte Teil endlich bringt auf wenig über hundert Seiten eine Auswahl der bewährtesten Verfahren aus der Praxis der farbigen Photographie von Wall. Alles in allem stellt der Band wohl die beste Zusammenfassung dar, die wir zur Zeit in deutscher Sprache besitzen. *G. v. Kujawa.*

Nachdruck verboten.

Verantwortlich für die Redaktion: Oberregierungsrat Professor Dr. F. Göpel in Charlottenburg.
Verlag von Julius Springer in Berlin W. — Druck von Oscar Brandstetter in Leipzig

Zeitschrift für Instrumentenkunde.

Kuratorium:

Prof. Dr. **E. Kohlschütter** in Potsdam, Vorsitzender, Prof. Dr. **R. Straubel** in Jena, Prof. Dr. **F. Weidert** in Berlin-Zehlendorf, geschäftsführendes Mitglied.

Schriftleitung: Oberregierungsrat Prof. Dr. **F. Göpel** in Charlottenburg-Berlin.

XLIX. Jahrgang. **Dezember 1929.** Zwölftes Heft.

Das Breithaupt-Doppelbild-Tachymeter.

Von

Dr. **W. Uhink** in Kassel.

Die Streckenmessung auf optischem Wege hat in den letzten Jahren ganz erheblich an Verbreitung gewonnen. Die Wirtschaftlichkeit der optischen Entfernungsmessung, ganz besonders in welligem und gebirgigem Gelände, wird durch keine andere Methode erreicht. Auch die Genauigkeit konnte so gesteigert werden, daß sie Latten- oder Stahlbandmessungen gleichkommt. Es mag nicht überflüssig sein, die Gründe für die erhebliche Überlegenheit der modernen geodätischen Doppelbild-Entfernungsmesser gegenüber dem zur Entfernungsmessung sonst benutzten Reichenbachschen Distanzmesser zusammenzustellen.

Bei dem Reichenbachschen Distanzmesser benutzt man im allgemeinen eine senkrechte Latte. Infolgedessen durchsetzen die von den beiden Distanzfäden ausgehenden Zielstrahlen bis zur Latte Luftschichten in verschiedenen Höhenlagen. Der Dichteunterschied der Luftschichten bewirkt verschiedene Krümmung beider Zielstrahlen, wodurch Meßfehler (nach Ergebnissen von O. Eggert) bis zu 1 m auf 100 m entstehen können [1]). Man vermeidet diese sogenannte Differential-Refraktion durch Anwendung horizontaler Latten. Weiter wird bei dem Reichenbachschen Distanzmesser an zwei räumlich getrennten Stellen des Gesichtsfeldes außerhalb der optischen Achse und außerdem nacheinander abgelesen. Auch hierdurch entstehen Fehler, die merkliche Beträge annehmen können. Ferner sind die Fäden körperliche oder wenigstens andersartige Gebilde als das Lattenbild, mit dem sie in Beziehung gebracht werden müssen. Der messende Vergleich zweier verschiedener Dinge ist nicht ratsam und führt zu weiteren Ungenauigkeiten. Alle diese Fehlermöglichkeiten fallen fort, wenn man zur Messung der Entfernung ein Gerät hat, bei dem an einer einzigen Stelle nahe der optischen Achse mit einer einzigen Ablesung zwei gleichartige Dinge, am besten die Bilder einer Lattenteilung, die Entfernungsmessung vermitteln.

Diese Forderung ist bei den geodätischen Doppelbild-Entfernungsmessern verwirklicht. Der Amerikaner Richards [2]) war Anfang der 90iger Jahre der erste, der ein solches Instrument geschaffen hat. Inzwischen sind die verschiedensten Konstruktionen vorgeschlagen und ausgeführt worden, die alle insofern auf demselben Prinzip beruhen, als in einem Fernrohr von einer Meßlatte in der Bildebene zwei Bilder erzeugt werden, die um einen meist festen Winkelbetrag gegeneinander verschoben erscheinen. Die Teilung des einen Bildes dient als Index für die Ablesung

[1]) *Zeitschr. f. Verm.* **40.** *S. 493—498. 1911.*

[2]) Referat in *dieser Zeitschr.* **15.** *S. 76. 1895* u. *Zeitschr. f. Verm.* **28.** *S. 311—313. 1899.*

an dem anderen Bilde. Die Konstruktionen unterscheiden sich jedoch in der Art der Erzeugung der Doppelbilder. Richards setzte vor die untere Objektivhälfte des Fernrohres einen Ablenkungskeil, Aubell[1]) teilte das Objektiv nach Art des Heliometers in zwei Teile, die gegeneinander verschoben waren (er benutzte allerdings zur Ablesung noch Fäden), Wild[2]) verwendet vor jeder Objektivhälfte einen Ablenkungskeil. Aregger[3]) bringt einen Keil besonderer Form vor der Mitte des Objektives an, und Boßhardt[4]) bedient sich zur gleichzeitigen Reduktion auf die Horizontale zweier Drehkeile vor der unteren Objektivhälfte.

Ein wesentlicher Punkt für die Genauigkeit der Entfernungsmessung ist die Konstanz des durch die Keile oder auf andere Art erzeugten Winkels zwischen den beiden Zielstrahlen. Bei den Ablenkungskeilen ist nun diese Konstanz nicht erreichbar, weil der Ablenkungswinkel von dem Brechungsindex des Glases relativ zur umgebenden Luft abhängt. Die Luftdichte ist aber selbst je nach der Temperatur und dem Luftdruck (Barometerstand, Meereshöhe) verschieden. Den Temperatureinfluß versucht man dadurch zu beseitigen, daß man für die Latte ein Material wählt, das durch seine Ausdehnung die entsprechende Änderung des parallaktischen Winkels ausgleichen soll.

Man kann aber auch zur Erzeugung des parallaktischen Winkels Spiegelprismen verwenden. Bei diesen ist keine Abhängigkeit des durch Reflexion erzeugten Ablenkungswinkels von dem Brechungsindex des Glases vorhanden. Die Firma F. W. Breithaupt & Sohn in Kassel hat deshalb ihr Doppelbild-Tachymeter mit Spiegelprismen ausgerüstet. Dieses Instrument soll im folgenden behandelt werden[5]).

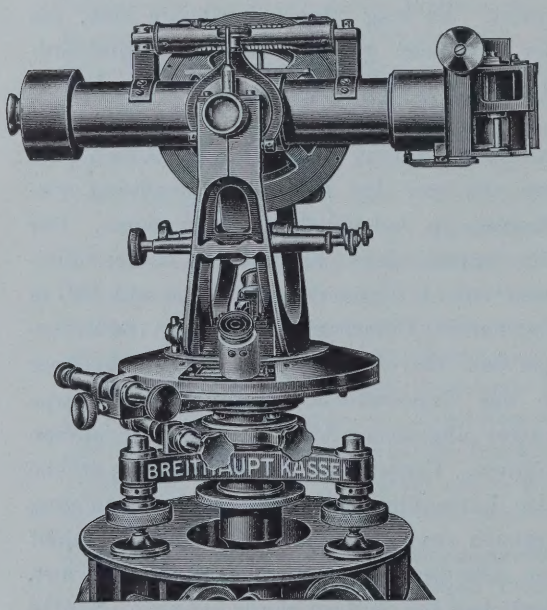


Abb. 1.

Das Breithaupt-Doppelbild-Tachymeter (vgl. Abb. 1) besteht aus einem normalen 12-cm-Theodolit und einer abnehmbaren Zusatzeinrichtung für die Erzeugung der Doppelbilder.

Der Theodolit ist für Polygonzugmessungen mit der Breithaupt-Zwangszentrierung (Steckhülseneinrichtung) ausgerüstet, so daß sich Instrument und Signal miteinander vertauschen lassen. Beim Umstellen ist automatisch die richtige Zentrierung und gleichzeitig die Vertikalstellung der Stehachse erreicht. Beide Kreise sind auf Feinsilber geteilt, der Grundkreis hat 12 cm, der Höhenkreis 10 cm Teilungsdurchmesser. Beide Kreise werden durch Nonien abgelesen; der Grundkreis auf 30″ oder 20″, der Höhenkreis auf 1′ oder 30″. Der Grundkreis kann auch mit Skalen-

---

[1]) Ein reduzierendes Doppelbild-Tachymeter, Graz 1910.

[2]) Vgl. die Druckschriften der Fa. Heinrich Wild, Heerbrugg.

[3]) Vgl. die Druckschriften der Fa. Kern, Aarau.

[4]) Vgl. die Druckschriften der Fa. Carl Zeiss, Jena.

[5]) Vorläufige Mitteilungen hierüber finden sich in den *Mitt. a. d. Markscheidew. 2. Heft 1928* und in den *Mededeelingen van de vereeniging van officieren van den topografischen dienst No. 6, S. 333—334. Dez. 1928.*

mikroskopen (Schätzung 12″) ausgerüstet werden. Das anallaktische Fernrohr mit innerer Linse zum Scharfstellen der Ziele gibt eine 24-fache Vergrößerung. Als übliche Libellen sind vorgesehen: Zwei Kreuzlibellen am Träger, eine Dosenlibelle, eine Alhidadenlibelle am Höhenkreis und auf Wunsch eine Nivellierwendelibelle auf Fernrohr.

Der Prismenaufsatz (Abb. 2) zur Erzeugung der Doppelbilder besteht aus zwei nahezu rhombischen Spiegelprismen, die in Leichtmetall gefaßt sind. Mit dem röhrenförmigen Ansatz wird der Prismenkopf vor das Fernrohrobjektiv geschoben und festgeklemmt. Ein Indexstrich zeigt die richtige Stellung an. Die Winkel der Prismen sind so geschliffen, daß die beiden entstehenden Zielstrahlen einen Winkel miteinander bilden, dessen Kotangente möglichst genau gleich 100,00 ist. Geringe Abweichungen hiervon werden durch die Lattenteilung berücksichtigt. Die Prismen lassen sich mit der Trommelschraube um zwei Achsen um entgegengesetzt gleiche Beträge drehen. Hierdurch wird bewirkt, daß die Zielstrahlen zu sich selbst parallel verlagert werden. Es entsteht also eine ähnliche Wirkung, wie sie bei drehbaren planparallelen Glasplatten bekannt ist. Die Wirkung ist gleichbedeutend mit einer Änderung der Entfernung: Instrument — Ziel. Sie wird zur Verfeinerung der Messungen benutzt, wie weiter unten erklärt werden soll. — Zum Ausgleich des Prismenkopfes wird ein Gegengewicht auf das Fernrohr geschoben; es wird durch eine Feder festgehalten.

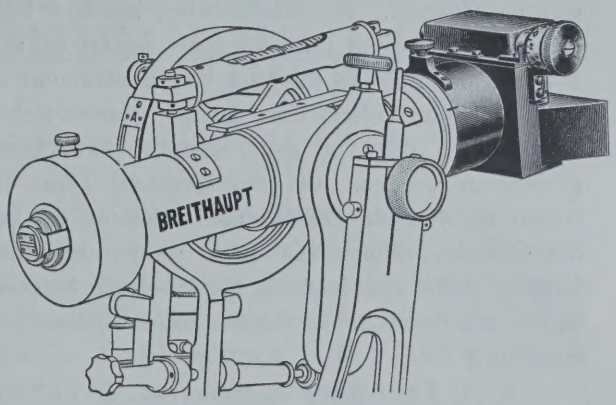


Abb. 2.

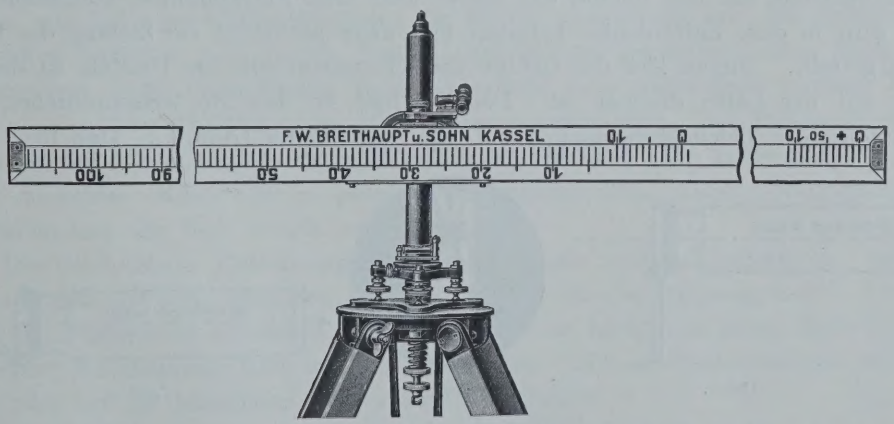


Abb. 3.

Die Latten (Abb. 3) sind ca. 170 cm lang. Sie haben eine Strichteilung auf Invar, das keinen Temperatureinflüssen unterliegt. An der rechten Lattenhälfte befinden sich zwei Nonien in etwa 50 cm Abstand. Der äußere ist mit dem roten Kennzeichen + 50 versehen, weil alle Ablesungen mit diesem Nonius um 50,00 m zu vergrößern sind. Die Hauptteilung schließt sich unmittelbar an den inneren Nonius an. Sie ist von 10 m zu 10 m beziffert und läuft von 3 m bis 108 m. Da das Breithaupt-Doppelbild-Tachymeter keine Mischbilder zeigt, können die Striche

sehr lang gemacht werden. Infolge der Bildtrennung kann kein Lichtspalt zwischen Teilung und Nonius entstehen. Der Prismenkopf braucht daher nicht vor jeder Messung gedreht zu werden, wie es bei Mischbildern notwendig ist, um die optische Berührung zwischen Nonius und Hauptteilung herzustellen.

Entsprechend der Zwangszentrierung des Theodolits ist auch die Lattenaufstellung ausgeführt. Die kurze in den Dreifuß einzusetzende Standlatte (Abb. 3) dient gleichzeitig als Signal. Am Lattenhalter befindet sich ein als Diopter und Kollimator ausgebildetes Fernrohr, um die Latte senkrecht zur Zielung des Tachymeters zu stellen und um die richtige Stellung vom Instrument aus zu prüfen. Die Latte ist seitlich und in Höhe verschiebbar; daher lassen sich Geländehindernisse leicht vermeiden. Nach Lösen der vor dem Signal befindlichen Halteschraube kann die Latte abgenommen werden. Bei Standwechsel kann die Latte und das Stativ bequem getragen zu werden. Die Horizontalstellung der Latte und gleichzeitig Senkrechtstellung des Signales erfolgt mit Hilfe zweier Kreuzlibellen. — Auf Wunsch werden auch Lattengestelle aus leichten Metallrohren hergestellt, die für Kleinaufnahmen vorteilhafter sein können. In diesem Falle wird auch der Theodolit ohne Zwangszentrierung ausgeführt.

Nach Aufstellung und Zentrierung des Theodolits klemme man das Fernrohr fest und bringe den Prismenkopf vor das Objektiv. Durch Drehung des Aufsatzes stelle man die beiden Indexstriche genau gegenüber. Alsdann befestige man das Gegengewicht am Okularende des Fernrohres; erst dann darf die Fernrohrklemme wieder gelöst werden. Wenn man jetzt in das Fernrohrokular blickt, erhält man die verwirrenden und flauen Mischbilder. Um die Bildtrennung und damit klare und übersichtliche Bilder zu erhalten, wird auf das Aufschraubgewinde des Okulars eine Spaltblende geschraubt. Diese Blende behält bei Drehung des Okulars am Dioptrienring ihre Lage bei. Das Tachymeter ist damit für die Entfernungsmessung vorbereitet.

Inzwischen hat der Gehilfe das Signal über dem Polygonpunkt aufgestellt. Die Latte wird in dem Lattenhalter befestigt und dann senkrecht zur Zielung des Tachymeters gestellt. Hierzu löst der Gehilfe die Klemmschraube am Dreifuß, so daß das Signal mit der Latte drehbar ist. Dann richtet er das Diopterfernröhrchen nach Wegklappen der Beleuchtungsklappe auf das Tachymeter (Abb. 4). Das In-

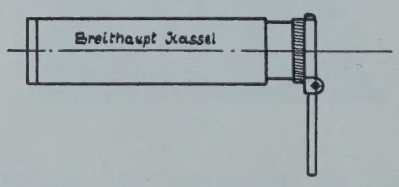


Abb. 4.

Abb. 5.

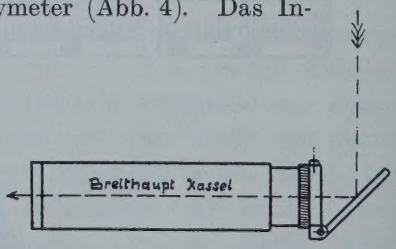


Abb. 6.

strument muß in der Mitte der schmalen Gesichtsfeldblende des Diopterfernröhrchens erscheinen (Abb. 5). Dann wird die Beleuchtungsklappe unter 45^0 geneigt, so daß sie helles Licht in das Okular wirft (Abb. 6). Nach Festziehung der Klemmschraube am Dreifuß ist die Lattenaufstellung erledigt.

Zur eigentlichen Entfernungsmessung wird nun die Latte angezielt. Durch einen Blick überzeugt man sich von dem Aufleuchten des Diopters, das vollkommen kreisrund erscheinen muß; hiermit ist die richtige Lattenaufstellung geprüft. Man erblickt im Fernrohr die Noniusteilung der Latte unterhalb der Hauptteilung (Abb. 7). Mit der

Fernrohrkippschraube stellt man genau auf Lattenmitte, was an der gleichen Strichlänge für Nonius und Hauptteilung erkennbar ist. Dann bringt man den Nonius durch die Seitenfeinbewegung an eine bequeme Stelle nahe der Mitte des Gesichtsfeldes. Durch Linksdrehen bis zum Anschlag wird die Trommel am Prismenkopf auf „Null" gestellt. Man sorge für genaue Fokusierung sowohl des Okulars auf die horizontale Trennungslinie der beiden Halbbilder als auch des Lattenbildes. Jetzt kann am Nonius die Entfernung abgelesen werden. Im allgemeinen wird man feststellen, daß kein einziger Noniusstrich genau mit einem Strich der Hauptteilung koinzidiert. Man müßte daher die Zentimeter der Entfernung schätzen. Um diese Schätzung durch die viel schärfere Messung zu ersetzen, wird jetzt die Trommel langsam nach rechts herumgedreht, bis ein Noniusstrich genau mit einem Teilstrich koinzidiert (vgl. Abb. 7). An die nunmehr genaue Ablesung am Nonius, z. B. 69,7 m, ist einfach die an der Trommel abzulesende Zahl anzuhängen, z. B. 2 (Abb. 8). Damit erhält man als endgültige Feinablesung 69,72 m. Bei Entfernungen über 50 m wird man die Möglichkeit der Millimeterschätzung nicht mehr ausnutzen.

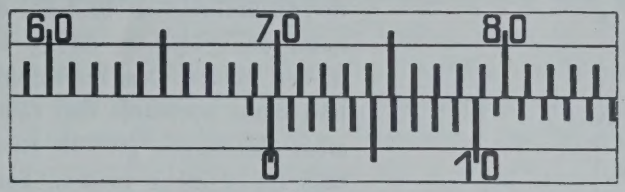


Abb. 7.

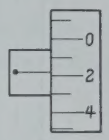


Abb. 8.

In dem beschriebenen Beispiel war der Noniusstrich 7 zur Koinzidenz gebracht worden. Dreht man nun die Trommel weiter, so sieht man den Nonius sich nach links verschieben, bis schließlich der Noniusstrich 6 einsteht. Die genaue Ablesung am Nonius ist daher z. B. 69,6 m; aber an der Trommel hat man jetzt die Zentimeterzahl 12. Das Ergebnis ist also wiederum wie vorher $69{,}60 + 0{,}12 = 69{,}72$ m. Auf diese Weise kann man jede Messung mit zwei benachbarten Noniusstrichen ausführen, wodurch die Sicherheit erhöht und die Genauigkeit gesteigert wird. Außerdem können die beiden Ablesungen beliebig oft wiederholt werden, was bei einer bloßen Schätzung am Nonius keinen Sinn hat. Bei Entfernungen über 53 m befinden sich beide Nonien der Teilung gegenüber. Man kann dann an dem mit + 50 bezeichneten Nonius ebenfalls zwei Ablesungen machen, so daß dann vier völlig unabhängige Messungen möglich sind. Bei Entfernungen über 100 m ist der äußere Nonius nur noch allein zu benutzen. Die Latte gestattet bis zu 150 m zu gehen. Meist wird es jedoch zweckmäßiger sein, größere Polygonseiten zu unterteilen und die Teile einzeln zu messen.

Die beschriebene Entfernungsmessung liefert die schräge Entfernung. Sie muß noch auf den Horizont reduziert werden. Hierzu ist der Neigungswinkel des Fernrohres am Höhenkreis abzulesen. Die Reduktion ist leicht mit einem Rechenschieber besonderer Konstruktion oder mit dem bekannten Universal-Rechenschieber sofort im Felde oder bei der häuslichen Bearbeitung auszuführen.

Abb. 9.

Für die Winkelmessung bei aufgesetztem Prismenkopf ist zu beachten, daß die Zielstrahlen unter kleinen Winkeln gegen die optische Achse des Fernrohres verlaufen. Infolgedessen erscheinen die beiden Bilder des Signales nach rechts und links gegenüber seiner Stellung ohne Prismenaufsatz verschoben. Um nun trotzdem bei aufgesetztem Prismenkopf dem Fernrohr diejenige Richtung geben zu können, die es bei unmittelbarer Zielung einnehmen würde, ist das Gesichtsfeld mit zwei symmetrischen Skalen versehen (vgl. Abb. 9). Es ist dann sehr leicht, die beiden Bilder des Zieles symmetrisch zu diesen Skalen einzustellen. Die einzelnen Striche der Skala sind

etwa 3′,5 voneinander entfernt. Man wird daher kaum einen Zielfehler von 30″ begehen können, der für tachymetrische Messungen belanglos ist. Zur Messung der Polygonwinkel wird man sich aber mit dieser Genauigkeit nicht begnügen können. Hierbei ist es besser, das Ziel in der unteren Gesichtsfeldhälfte auf den vertikalen Doppelfaden zu bringen, den Grundkreis an beiden Nonien (oder Mikroskopen) abzulesen, dann das Fernrohr mit dem Okularende durchzuschlagen und in der oberen Gesichtsfeldhälfte das Ziel wiederum einzustellen und dann nochmals den Grundkreis abzulesen. Das Mittel aus allen Ablesungen gibt die Richtung zum Ziel ohne Fehler. Jedenfalls ist es nicht ratsam, zur Winkelmessung den Prismenkopf zu entfernen.

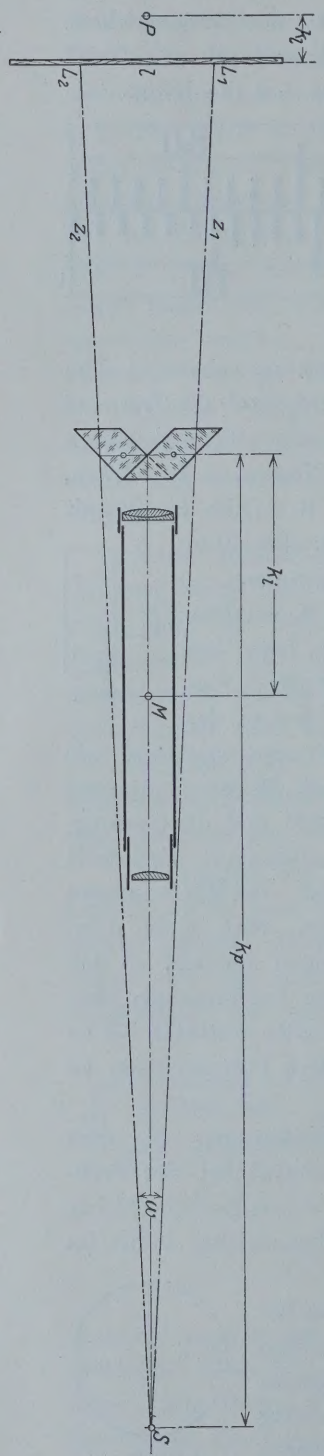


Abb. 10.

Wir wenden uns jetzt zu theoretischen Betrachtungen über einige Einzelheiten des Gerätes, die es wesentlich von anderen Doppelbild-Tachymetern unterscheiden. Zunächst wollen wir das in Frage kommende entfernungsmessende Dreieck betrachten (vgl. Abb. 10). Die Basis des Dreiecks ist der Lattenabschnitt $l = L_1 L_2$, den die Zielstrahlen z_1 und z_2 abschneiden. Ihre Verlängerungen über die Prismen hinaus schneiden sich im Scheitelpunkt S des parallaktischen Winkels. Kennt man diesen Winkel ω, so kann man aus ω und l den Lattenabstand von S berechnen. Gesucht ist aber der Abstand MP von der Instrumentenmitte M zum Polygonpunkt P. Die Latte befindet sich in der konstanten Entfernung k_l vor P und S liegt im Abstand k_p hinter den Mitten der Prismen; dabei ist k_p je nach der Drehung der Prismen verschieden. k_i ist der Abstand der Prismenmitten von der Instrumentenmitte. Die gesuchte Entfernung MP ist demnach:

$$MP = m\,l - k_p + k_i + k_l.$$

Dabei ist $m = \operatorname{cotg} \omega$ die Multiplikationskonstante und

$$k = -k_p + k_i + k_l$$

die Additionskonstante. Bei dem Instrumentarium wird bei Nullstellung der Prismen

$$k = -7925 \text{ mm}.$$

Um diesen Wert nicht jedesmal berücksichtigen zu müssen, wird der Nullpunkt des Nonius um den Betrag $\frac{k}{m}$ versetzt. Wegen des negativen Vorzeichens von k entsteht der Vorteil, daß der Nonius-Nullpunkt weit außerhalb des Nullpunktes der Hauptteilung fällt. Deshalb ist es möglich, die Hauptteilung bis auf 3 m herab anzubringen, ohne das Lattenbild zu komplizieren; auf diese Weise können auch kurze Entfernungen ohne besondere Hilfsmittel gemessen werden. — Die Teilungseinheit für l wird so gewählt, daß $\frac{m\,l}{l'} = 100{,}00$ wird.

Die Konstanz des parallaktischen Winkels ω und damit der Multiplikationskonstanten $m = \operatorname{cotg} \omega$ ist ein Haupterfordernis für einwandfreies Arbeiten des Entfernungsmessers. Wir betrachten die Abhängigkeit des parallaktischen Winkels und

der Lage seines Scheitelpunktes vom Brechungsexponenten des Glases. Da der parallaktische Winkel nur durch Spiegelung erzeugt wird, besteht überhaupt keine Abhängigkeit seiner Größe von der Glassorte, also kann auch keine Veränderung stattfinden, wenn der relative Brechungsindex des Glases gegen die umgebende Luft infolge von Temperatur- oder Luftdruckänderungen einen anderen Wert annimmt. Es kommt allein darauf an, daß die beiden totalreflektierenden Seitenflächen und die Ein- und Austrittsflächen ihre Neigungen gegeneinander nicht ändern. Das ist aber bei Glas als homogenem Material auch bei Temperaturänderung des Glases selbstverständlich. Da aber die Lage des Scheitelpunktes von den Dimensionen des Glasprismas abhängt, ergibt sich bei Temperaturänderung eine Verlagerung des Scheitelpunktes. Setzen wir den Ablenkungswinkel eines Prismas $\omega/2 = \text{arc tg } {}^1/_{200}$, den linearen Ausdehnungskoeffizienten des Glases gleich $8 \cdot 10^{-6}$ und die Länge der Eintrittsfläche gleich 40 mm, so folgt selbst für 50° C Temperaturänderung eine Verlagerung des Scheitelpunktes von nur

$$8 \cdot 10^{-6} \cdot 40 \cdot 200 \cdot 50 \text{ mm} = 3{,}2 \text{ mm}.$$

Diesen Betrag kann man aber stets unberücksichtigt lassen. Wir haben also das Ergebnis, daß für die Praxis die Additions- und Multiplikationskonstante als konstant angesehen werden kann.

Für die Messung ist es aber wünschenswert, die Additionskonstante, d. h. die Lage des Scheitelpunktes willkürlich zu ändern. Wie in der Beschreibung des Gerätes erwähnt, kann man dann genaue Koinzidenz eines Noniusstriches mit einem Strich der Hauptteilung herstellen. Es

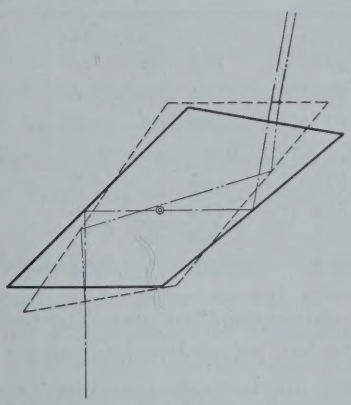


Abb. 11.

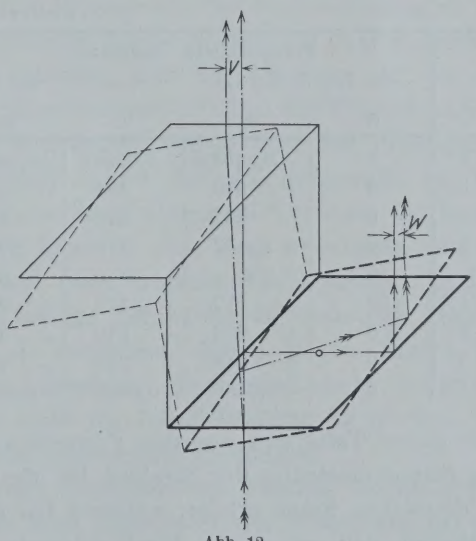


Abb. 12.

ist ohne besondere optische Teile möglich, den Scheitelpunkt innerhalb enger Grenzen zu verlagern, wenn man die Prismen um je eine zur optischen Achse senkrechte und zu den spiegelnden Flächen parallel liegende Achse drehbar anordnet. Die Wirkung einer solchen Drehung ist in Abb. 11 dargestellt.

Wir wollen uns zahlenmäßig Rechenschaft geben über die Größe der Parallelverschiebung des Zielstrahles. Wie der Vergleich mit einer strengen Durchrechnung zeigt, genügt es in unserem Fall ein genau rhombisches Prisma mit den Winkeln 45° und 135° zugrunde zu legen. Wir vergleichen die Wirkung dieses Prismas mit der einer Planplatte, deren Dicke ebenso groß ist, wie der Lichtweg im Prisma; eine solche Planplatte kann man sich entstanden denken durch zweimaliges Umklappen des Prismas um die Spiegelflächen (vgl. Abb. 12). Hat die Ein- und Austrittsfläche

die Länge a, so ist die Dicke der Planplatte $2a$. Aus der Figur erkennt man zunächst, daß die Strahlenversetzung in entgegengesetztem Sinne stattfindet wie bei einer geneigten Planplatte. Bei einer Planparallelplatte gilt bekanntlich für die Strahlenversetzung

$$v = \frac{D}{\cos \beta} \sin (\alpha - \beta),$$

wobei α und β Einfalls- und Brechungswinkel und $D = 2a$ die Dicke der Platte bedeuten. Man kann diese Formel bei kleinem Einfallswinkel durch den Näherungsausdruck

$$v = \frac{n-1}{n} \cdot D \cdot \sin \alpha \qquad 1)$$

ersetzen, wenn n der Brechungsindex des Glases ist.

Für die Strahlenversetzung bei dem gedrehten Prisma findet man die folgende Näherungsformel für kleine Einfallswinkel α, deren Ableitung übergangen werden kann:

$$w = -a\left(\cos \alpha + \frac{2-n}{n} \sin \alpha - 1\right). \qquad 2)$$

Es sei hier gestattet in einem Exkurs die Abhängigkeit der Strahlenversetzung vom Brechungsindex kurz zu behandeln. Wir stellen die Ergebnisse in der Zahlentafel 1 zusammen.

Zahlentafel 1.

α	Planparallele Glasplatte				Rhombisches Prisma			
	$n = 1$	$n = 1{,}5$	$n = 2$	$n = 2{,}5$	$n = 1$	$n = 1{,}5$	$n = 2$	$n = 2{,}5$
	v_1	$v_{1,5}$	v_2	$v_{2,5}$	w_1	$w_{1,5}$	w_2	$w_{2,5}$
-4^0	0	$-0{,}0466\,a$	$-0{,}0699\,a$	$-0{,}0839\,a$	$+0{,}0722\,a$	$+0{,}0257\,a$	$+0{,}0024\,a$	$-0{,}0116\,a$
-3^0	0	− 349	− 524	− 629	+ 537	+ 188	+ 14	− 91
-2^0	0	− 233	− 349	− 419	+ 355	+ 122	+ 6	− 64
-1^0	0	− 117	− 175	− 210	+ 177	+ 60	+ 2	− 33
0	0	0	0	0	0	0	0	0
$+1^0$	0	+ 117	+ 175	+ 210	− 173	− 56	+ 2	+ 37
$+2^0$	0	+ 233	+ 349	+ 419	− 343	− 110	+ 6	+ 76
$+3^0$	0	+ 349	+ 524	+ 629	− 509	− 160	+ 14	+ 119
$+4^0$	0	+0,0466	+0,0699	+0,0839	−0,0674	−0,0209	+0,0024	+0,0164

Aus dieser Tafel und aus den Formeln 1) und 2) entnehmen wir das Ergebnis, daß die Seitenversetzung der Strahlen bei der Planplatte bei jedem Brechungsindex $n > 1$ in demselben Sinne erfolgt, während bei dem Prisma die bemerkenswerten Tatsachen vorliegen, daß erstens die Strahlenversetzung bei den normalen Glassorten in entgegengesetztem Sinne wie bei der Planplatte stattfindet, was wir schon bei der Betrachtung der Abbildung 12 erwähnt haben, daß zweitens für schwerstes Flintglas ($n = 2$) die Versetzung fast unmerklich wird, während z. B. Diamant mit $n = 2{,}5$ wieder denselben Sinn der Strahlenversetzung zeigen würde wie die Planplatte. Die größte Versetzung findet bei $n = 1$, d. h. bei einfachen fest miteinander verbundenen Spiegeln statt. Für diesen Fall der Spiegelung ohne Lichtbrechung gilt übrigens die Formel 2) in der Gestalt

$$w_1 = -e\sqrt{2}\,(\cos \alpha + \sin \alpha - 1)$$

streng; hierbei ist e die konstante Entfernung der Spiegelflächen.

Wir haben also das merkwürdige Ergebnis, daß bei allen Glassorten der höhere Brechungsindex den kleineren Effekt hervorbringt, während es bei der Planplatte

natürlich umgekehrt ist. — Die für unsere weitere Betrachtung zu benutzenden Zahlen sind die Werte $w_{1,5}$.

Bei dem Breithaupt-Doppelbild-Tachymeter ist $a = 40$ mm, und von den beiden vor dem Fernrohrobjektiv befindlichen Prismen lenkt jedes die Strahlen um $\omega/2 = \text{arc tg } {}^1/_{200}$ ab. Die Verlagerung σ des Scheitelpunktes S ist daher gleich $40 \cdot 200 \cdot w_{1,5}$, und verläuft im einzelnen nach Zahlentafel 2.

Zahlentafel 2.

α	σ
-4^0	$+206$ mm
-3^0	$+150$ „
-2^0	$+98$ „
-1^0	$+48$ „
0	0
$+1^0$	-45 „
$+2^0$	-88 „
$+3^0$	-128 „
$+4^0$	-167 „

Wird der ganze Bereich der Drehung auf $\pm 3^0$ beschränkt, so kann man den Scheitelpunkt um 278 mm verlagern. Diese Bewegung reicht aus, um bei der Messung nacheinander zwei benachbarte Noniusstriche mit Strichen der Hauptteilung der Latte zur Koinzidenz zu bringen, wie es bei der Beschreibung des Instrumentes geschildert wurde. Die notwendige Kippung der Prismen ist klein genug, um stets im Inneren des Glases an den beiden Spiegelflächen Totalreflexion zu erhalten. Die Prismen brauchen also nicht versilbert zu werden. Wie aus der Zahlentafel 2 und aus der Formel 2) ersichtlich, wird die Teilung der die Drehung anzeigenden Trommel in geringem Maße ungleichmäßig, während man die Teilung bei drehbaren Planplatten gleichmäßig machen kann. Die Bezifferung erfolgt so, daß man die cm-Angaben der Trommel nur an die m- und dm-Angaben bei der Noniusablesung an der Latte anzuhängen braucht. Um stets eine einfache Kontrolle über die richtige Stellung der Prismen zu haben, ist die Einrichtung getroffen, daß bei Ablesung „10“ an der Trommel die beiden dem Fernrohrobjektiv zugewendeten Flächen der Prismen parallel sind. Hiervon kann man sich sehr leicht überzeugen, indem man den Prismenkopf abnimmt, ihn gegen einen dunklen Hintergrund richtet und das Spiegelbild des hell erleuchteten eigenen Auges betrachtet. Nur bei der Stellung „10“ werden die beiden Bilder in eines zusammenfallen. Gelegentlich kann es aber auch notwendig sein zur Beseitigung kleinster Restfehler, die sich erst nach längeren Versuchsreihen herausstellen könnten, die Additionskonstante um wenige Zentimeter zu verändern. Hierzu kann man die Trommel auf ihrer Achse so verdrehen, daß z. B. die Zahl 8 der Parallelstellung der beiden Prismenflächen entspricht. Wenn eine solche Justierung notwendig sein sollte, so hat man sich die Zahl für Parallelstellung zu merken, um stets die Richtigkeit des Prismenkopfes leicht nachprüfen zu können.

Man könnte meinen, der große Lichtweg innerhalb des Prismas beeinträchtige die Lichtstärke merklich. Jedoch geht bei 8 cm Glasweg durch Absorption bei der gewählten Glasart nur ca. 6% Licht verloren, was weniger ist, als der Spiegelungsverlust an zwei freien Glasflächen gegen Luft, die man sonst in Form einer planparallelen Platte zur Herstellung der Koinzidenz anwenden müßte.

Wir wenden uns jetzt zur Beschreibung der Bildtrennung. Eine Bildtrennung kann auf verschiedene Weise verwirklicht werden. Die einfachste Art bestände darin, in das Fernrohr eine Scheidewand einzubauen. Damit würde aber das Fernrohr für jeden anderen Zweck unbrauchbar oder doch wenigstens ungeeignet werden. Es ist deshalb zweckmäßig, auf optischem Wege eine Bildtrennung zu bewirken. Auch hier können verschiedene Wege gewählt werden. Das von der Firma F. W. Breithaupt & Sohn angewandte optische Mittel besteht aus einem für Interferenzversuche bekannten Fresnelschen Biprisma, dessen horizontale Keilkante in die Bildebene gebracht wird. Der Keilwinkel ist so berechnet, daß die den optischen Mittelpunkt des Objektivs durchsetzenden Hauptstrahlen so gebrochen werden, als ob sie von Punkten

herzukämen, die in der Mitte zwischen Objektivrand und Objektivmitte liegen. Betrachten wir in Abb. 13 den von einem oberhalb der optischen Achse liegenden Zielpunkt ausgehenden rot[1]) gezeichneten Strahlengang, so sehen wir die Vereinigung in der Bildebene, und dann die Ablenkung der Strahlen in der unteren Hälfte des Doppelprismas; nach Durchgang durch das Okular sind die Strahlen parallel. Ganz entsprechend verhalten sich die blau gezeichneten Strahlen, die von einem unterhalb der Achse liegenden Zielpunkt ausgehen. Bringt man nun an dem Ort der Austritts-

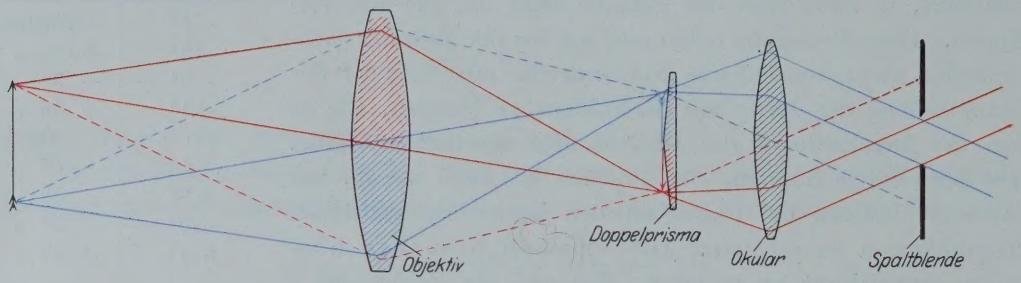


Abb. 13.

pupille hinter dem Okular, wo jetzt infolge des Doppelprismas zwei sich halb überdeckende Bilder der Eintrittspupille entstehen, eine solche Blende an, die nur die sich überdeckenden Teile freiläßt, so können z. B. alle diejenigen Strahlen des rot gezeichneten Strahlengangs nicht ins Auge des Beobachters gelangen, welche die untere Objektivhälfte durchsetzen (gestrichelt dargestellt). Entsprechend verhalten sich auch die blau gezeichneten Strahlen. Das durch das Okular zu betrachtende Bild besteht daher aus zwei durch die scharfe Kante des Biprismas getrennten Halbbildern. Setzt man nun vor eine oder beide Objektivhälften Ablenkungseinrichtungen, so hat man zwei gegeneinander verschobene Bilder in der unteren und oberen Gesichtsfeldhälfte, wie man sie bei einem Doppelbild-Tachymeter zu haben wünscht. Entfernt man die Ablenkungseinrichtung und die zwischen Auge und Okular befindliche Blende, so hat

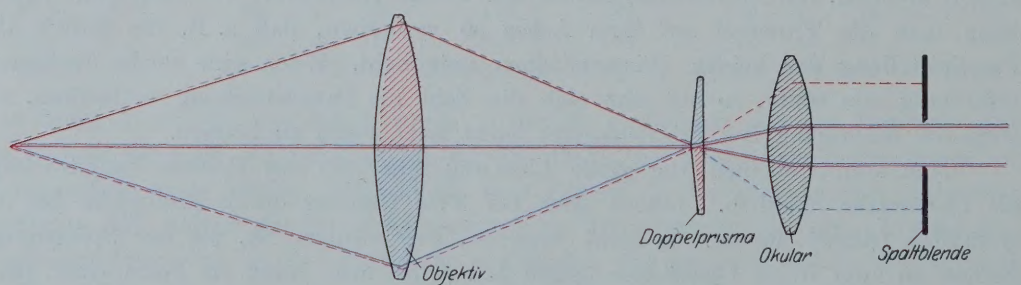


Abb. 14.

man ein gewöhnliches Fernrohr vor sich, das trotz Vorhandensein des Doppelprismas in ganz normaler Weise verwendet werden kann, weil optische Mittel, die in der Bildebene angebracht werden, wirkungslos bleiben. Es ist übrigens leicht eine Vorrichtung anzugeben, durch welche das Biprisma für normale Verwendung des Fernrohres durch die sonst übliche Fadenplatte ersetzt werden kann.

Es kommt aber nicht allein darauf an, getrennte Bilder zu erhalten, deren Vorteil zunächst darin besteht, daß die Orientierung gegenüber den über das ganze

[1]) Die Kosten für die farbige Wiedergabe der Abb. 13 und 14 hat die Firma *F. W. Breithaupt & Sohn* Kassel übernommen. Schriftleitung.

Gesichtsfeld vermischten Bildern erleichtert wird, und daß die Bilder klar und hell erscheinen. Es ist vielmehr zur Vermeidung persönlicher Fehler durchaus nötig dafür zu sorgen, daß die Lichtstrahlen, welche von einem Achspunkt ausgehen, in jedem der beiden Strahlengänge dieselben Teile des Auges durchsetzen. Und das ist gleichzeitig mit Doppelprisma und Blende erreicht, wie aus Abb. 14 zu ersehen ist. Der mit ausgezogenen Linien rot und blau gezeichnete Strahlengang vereinigt sich hinter dem Doppelprisma zu einem einzigen. Betrachtet man mit einer Lupe die Austrittspupille, so sieht man sie in der Gestalt zweier sich überdeckender Halbkreise. Würde man die beiden Strahlengänge nicht zusammenfallen lassen und würden deshalb für jedes Bild andere Teile des Auges in Anspruch genommen, so würde innerhalb des Auges jeder der beiden Strahlengänge in anderer Weise abgelenkt werden können, wenn auch nur geringe, beim normalen Sehen häufig gar nicht bemerkbare Fehler des Auges, wie Hornhautverdickungen oder geringer Astigmatismus und dergleichen vorliegt. Infolge der Genauigkeit, die mit Doppelbild-Entfernungsmessern erreichbar ist, darf deshalb der Bildtrennung und damit der Beseitigung persönlicher im Augenzustand begründeter Fehler kein geringes Gewicht beigelegt werden.

Die Bildtrennung bringt noch einen weiteren Vorteil mit sich, der in der Beseitigung von störenden Farbenrändern beruht. Es ist bekannt, daß bei jeder Zweiteilung eines Fernrohrobjektivs, sei es durch mechanische oder optische Mittel, die Farbenfreiheit des Bildes zerstört wird; man überzeugt sich hiervon leicht, wenn man durch ein normales Fernrohr blickt und die obere oder untere Objektivhälfte abdeckt. Das dann entstehende Bild zeigt an den horizontalen Rändern der Gegenstände Farbensäume, während die senkrechten Ränder in ihren natürlichen Farben erscheinen. Bei der Messung mit Doppelbild-Tachymetern werden allerdings nur die senkrechten Strichränder der Lattenteilung zur Messung benutzt. Jedoch ist es zweifellos störend, daß bei einigen Geräten mit vermischten Bildern die bunten horizontalen Ränder der sich berührenden Striche von Haupt- und Noniusteilung sichtbar sind. Diese bunten Ränder sind aber bei getrennten Halbbildern an der durch das Doppelprisma gebildeten Trennungskante nicht sichtbar, weil die Striche der Teilungen über die Kante hinaus fortgesetzt gedacht werden müssen. Diese Fortsetzungen sind aber gerade durch die Spaltblende unsichtbar gemacht, so daß man die Teilstriche an der zur Ablesung benutzten Stelle absolut farbenfrei erblickt.

Es bleibt noch über Versuchsmessungen zu berichten, die mit dem beschriebenen Instrument von F. W. Breithaupt & Sohn ausgeführt wurden. Zu diesem Zweck wurden auf ebener Strecke in unrunden Abständen Punkte vermarkt, deren Entfernungen mit verschiedenen Stahlmeßbändern mehrfach gemessen wurden. Diese Entfernungen können daher als fehlerfrei gelten. Die Latte wurde einmal in dem einen, dann in dem anderen Endpunkt der Strecke aufgestellt, während das Instrument jedesmal in der Nähe eines der Zwischenpunkte stationiert wurde. Die kurze Strecke vom Lotpunkt der Instrumentenachse bis zum vermarkten Punkt wurde von einem Gehilfen auf Millimeter genau ausgemessen. Dadurch fiel jede Beeinflussung fort, die durch Erinnerung an die durch die Stahlbandmessung bekannt gewordene Entfernung möglich wäre. Außerdem haben sich die beiden Beobachter I und II beim Ablesen der Trommel gegenseitig unterstützt in der Weise, daß der eine nur die Trommeldrehung bei Beobachtung der Koinzidenz ausführte, während der andere die Trommelstellung ablas und notierte. Auch hierdurch ist jede Beeinflussung bei der Wiederholung der einzelnen Ablesungen ausgeschaltet. In der Praxis wird natürlich meist der Beobachter selbst auch die Trommel ablesen.

Beobachter I — Zahlentafel 3. — Beobachter II

1	2	3	4	5	6	7	8	9
Wahre Entfernung s	Ablesungen	Mittel der Ablesungen	v	$[vv]$	$100 : s = p$	$p \cdot [vv]$	d	$p \cdot d^2$
m	m	m	mm				mm	
	11,269		0					
11,267	71	11,269	+ 2	6	8,89	53	+ 2	36
	68		− 1					
	70		+ 1					
	16,743		− 3					
16,740	48	16,746	+ 2	18	5,98	108	+ 6	216
	45		− 1					
	48		+ 2					
	22,548		− 2					
22,553	52	22,550	+ 2	42	4,40	185	− 3	40
	47		− 3					
	55		+ 5					
	25,633		− 3					
25,640	36	25,636	0	26	3,90	101	− 4	62
	35		− 1					
	40		+ 4					
	33,457		− 3					
33,466	59	33,460	− 1	47	2,99	141	− 6	108
	59		− 1					
	66		+ 6					
	34,403		+ 2					
34,406	400	34,401	− 1	23	2,91	67	− 5	73
	398		− 3					
	404		+ 3					
	44,722		0					
44,738	19	44,722	− 3	18	2,24	40	− 16	574
	25		+ 3					
	22		0					
	47,494		+ 8					
47,487	83	47,486	− 3	350	2,11	738	− 1	2
	72		− 14					
	95		+ 9					
	50,133		− 17					
50,159	39	50,150	− 11	779	2,00	1558	− 9	162
	65		+ 15					
	62		+ 12					
	61,587		− 10					
61,603	610	61,597	+ 13	321	1,62	520	− 6	58
	601		+ 4					
	591		− 6					
	64,233		− 13					
64,257	58	64,246	+ 12	601	1,56	638	− 11	189
	34		− 12					
	58		+ 12					
						$p \cdot [vv] = 4149$		$p[dd] = 1520$

1	2	3	4	5	6	7	8	9
Wahre Entfernung s	Ablesungen	Mittel der Ablesungen	v	$[vv]$	$100 : s = p$	$p \cdot [vv]$	d	$p \cdot$
m	m	m	mm				mm	
	10,909		+ 4					
10,902	00	10,905	− 5	102	9,18	936	+ 3	
	00		− 5					
	11		+ 6					
	16,229		− 8					
16,238	46	16,237	+ 9	186	6,16	1146	− 1	
	32		− 5					
	41		+ 4					
	22,301		− 6					
22,315	09	22,307	+ 2	49	4,48	220	− 8	28
	07		0					
	10		+ 3					
	25,480		+ 4					
25,466	89	25,476	+ 13	347	3,93	1364	+ 10	39
	67		− 9					
	67		− 9					
	33,080		− 8					
33,098	88	33,088	0	224	3,02	676	− 10	30
	84		− 4					
	100		+ 12					
	34,140		+ 4					
34,145	37	34,136	+ 1	25	2,93	73	− 9	2
	34		− 2					
	34		− 2					
	44,446		+ 2					
44,454	57	44,444	+ 13	333	2,25	749	− 10	2
	32		− 12					
	40		− 4					
	47,200		+ 14					
47,196	192	47,186	+ 6	437	2,12	926	− 10	2
	173		− 13					
	180		− 6					
	49,996		+ 5					
49,983	993	49,991	+ 2	966	2,00	1832	+ 8	1
	967		− 24					
	50,010		+ 19					
	61,111		− 3					
61,125	10	61,114	− 4	402	1,64	659	− 11	1
	03		− 11					
	30		+ 16					
	63,847		+ 9					
63,836	35	63,838	− 3	158	1,57	248	+ 2	
	40		+ 2					
	30		− 8					
						$p \cdot [vv] = 8829$		$p[dd] = 20$

Zahlentafel 3 (Fortsetzung).

Beobachter I

1	2	3	4	5	6	7	8	9
ahre Ent-nung s	Ab-lesungen	Mittel der Ab-lesungen	v	$[vv]$	$100:s=p$	$p\cdot[vv]$	d	$p\cdot d^2$
			Übertrag:	$p\cdot[vv]=4149$			$p[dd]=1520$	
m	m	m	mm				mm	
	67,037		+ 16					
	04		− 17					
,024	19	67,021	− 2	565	1,49	843	− 3	13
	25		+ 4					
	77,200		− 9					
	10		+ 1					
,207	08	77,209	− 1	147	1,30	191	+ 2	5
	17		+ 8					
	78,373		− 16					
	400		+ 11					
,379	390	78,389	+ 1	387	1,28	496	+ 10	128
	392		+ 3					
	86,170		+ 17					
	70		+ 17					
,160	30	86,153	− 23	1228	1,16	1424	− 7	57
	42		− 11					
	89,265		− 12					
	300		+ 23					
,287	278	89,277	+ 1	795	1,12	890	− 10	112
	266		− 11					
	95,080		− 4					
	96		+ 12					
,087	71	95,084	− 13	365	1,05	383	− 3	9
	90		+ 6					
	100,487		− 21					
	522		+ 14					
,491	509	100,508	+ 1	663	1,00	663	+ 17	289
	513		+ 5					
	107,412		0					
	14		+ 2					
,386	08	107,412	− 4	24	0,93	22	+ 26	629
	14		+ 2					
	111,537		+ 8					
	17		− 12					
,538	28	111,529	− 1	245	0,90	221	− 9	73
	35		+ 6					
	111,668		+ 9					
	66		+ 7					
659	28	111,659	− 31	1347	0,90	1212	0	0
	75		+ 16					
				$p\cdot[vv]=10494$			$p[dd]=2835$	

Beobachter II

1	2	3	4	5	6	7	8	9
Wahre Entfernung s	Ab-lesungen	Mittel der Ab-lesungen	v	$[vv]$	$100:s=p$	$p\cdot[vv]$	d	$p\cdot d^2$
			Übertrag:	$p\cdot[vv]=8829$			$p[dd]=2077$	
m	m	m	mm				mm	
	66,776		+ 1					
	70		− 5					
66,769	86	66,775	+ 11	172	1,50	258	+ 6	54
	70		− 5					
	77,009		− 10					
	01		− 18					
77,029	22	77,019	+ 3	962	1,30	1251	− 10	130
	42		+ 23					
	77,946		− 15					
	59		− 2					
77,939	81	77,961	+ 20	630	1,28	806	+ 22	619
	60		− 1					
	85,741		+ 16					
	20		− 5					
85,727	07	85,725	− 18	630	1,17	737	− 2	5
	30		+ 5					
	88,978		+ 23					
	65		+ 10					
88,956	19	88,955	− 36	1941	1,13	2193	− 1	1
	59		+ 4					
	94,719		− 8					
	57		+ 30					
94,690	06	94,727	− 21	1406	1,05	1476	+ 37	1437
	28		+ 1					
	100,180		− 4					
	79		− 5					
100,196	78	100,184	− 6	302	1,00	302	− 12	144
	99		+ 15					
	107,079		+ 22					
	39		− 18					
107,043	51	107,057	− 6	853	0,93	793	+ 14	182
	60		+ 3					
	111,320		− 3					
	43		+ 20					
111,286	11	111,323	− 12	562	0,90	506	+ 37	1232
	20		− 3					
	111,171		− 3					
	80		+ 6					
111,202	51	111,174	− 23	898	0,90	808	− 28	706
	92		+ 18					
				$p\cdot[vv]=17959$			$p[dd]=6587$	

Bei jeder Entfernung wurden vier Koinzidenz-Einstellungen ausgeführt, und zwar wurden bei den Entfernungen unter 53 m zwei benachbarte Noniusstriche je zweimal zur Koinzidenz gebracht. Bei den Entfernungen zwischen 53 und 100 m wurden an jedem der beiden Lattennonien je zwei benachbarte Striche zur Koinzidenzeinstellung benutzt. Bei noch größeren Entfernungen ist der mit + 50 bezeichnete Nonius nur noch allein verwendbar. Hier wurden die vier Ablesungen in derselben Weise ausgeführt wie bei den kurzen Entfernungen. Bei allen Entfernungen wurden an der Trommel noch Millimeter geschätzt, obgleich das bei größeren Entfernungen zwecklos ist. Die äußeren Beobachtungsumstände waren günstig.

Die vorstehende Zahlentafel 3 enthält in Spalte 1 die wahre Entfernung s, in Spalte 2 die vier Ablesungen, in Spalte 3 das Mittel der Ablesungen, in Spalte 4 die Abweichungen $v =$ Beobachtung — Mittel, in Spalte 5 die Werte $[vv]$, in Spalte 6 das für die Reduktion auf eine Normalstrecke von 100 m anzuwendende Gewicht $p = \frac{100}{s}$, in Spalte 7 die Werte $p \cdot [vv]$, in Spalte 8 die Unterschiede d zwischen gemessener und wahrer Entfernung und in Spalte 9 die Werte pd^2. Es ist bei der Gewichtsverteilung also angenommen, daß die Genauigkeit umgekehrt proportional der Wurzel aus der Entfernnng ist.

Aus den Werten $p \cdot [vv]$ und $p[dd]$ findet man bei den beobachteten $n = 21$ Strecken und $m = 4$ Koinzidenzeinstellungen den mittleren Fehler einer Koinzidenzeinstellung bei einer Entfernung der Latte von 100 m zu

$$m_1 = \pm \sqrt{\frac{p[vv]}{(n-1)(m-1)}},$$

und den mittleren Fehler in der Messung einer Strecke von 100 m bei viermaliger Koinzidenzeinstellung zu

$$m_2 = \pm \sqrt{\frac{p[dd]}{n}}.$$

Für die beiden Beobachter I und II hat man daher

$$m_1^{\mathrm{I}} = \pm 13{,}2 \text{ mm}; \quad m_2^{\mathrm{I}} = \pm 11{,}6 \text{ mm};$$
$$m_1^{\mathrm{II}} = \pm 17{,}3 \text{ mm}; \quad m_2^{\mathrm{II}} = \pm 17{,}7 \text{ mm}.$$

Im Mittel kann man in runder Zahl annehmen:

$$m_1 = m_2 = \pm 15 \text{ mm}.$$

Dieses Ergebnis kann als sehr befriedigend angesehen werden und entspricht dem von Ackerl angegebenen Betrag $m_2 = \pm 18$ mm bei fünfmaliger Koinzidenzeinstellung mit einem ähnlichen Gerät[1]). Unter Zugrundelegung der sich der Gewichtsverteilung anschließenden Formel $d = \pm m_2 \sqrt{\frac{100}{s}}$ ergibt sich der zu erwartende mittlere Fehler in der Entfernungsmessung bei viermaliger Koinzidenzeinstellung nach nebenstehender Zusammenstellung.

s	$\pm d$
10 m	5 mm
20	7
40	10
60	12
80	13
100	15
120	16
140	18

Zusammenfassend kann gesagt werden, daß die Entfernungsmessung mit dem neuen Gerät von F. W. Breithaupt & Sohn die bekannt gewordene Genauigkeit anderer Doppelbild-Tachymeter erreicht und zum Teil sogar übertrifft. Der entscheidende Punkt liegt in der optischen Bildtrennung und der gleichzeitigen Beseitigung persönlicher

[1]) *Diese Zeitschr.* **49**. *S. 67 u. 68. 1929.*

Fehler. Die Bequemlichkeit im Gebrauch und die vorteilhafte Einrichtung des Doppelbildaufsatzes als Zusatzgerät zu einem normalen Theodolit werden dazu beitragen, die Wirtschaftlichkeit der Messungen nach Polarkoordinaten und bei Polygonzügen zu steigern. Obwohl das Gerät aus fabrikatorischen Gründen nur in der beschriebenen Größe hergestellt wird, ist es vielfach möglich, ältere Instrumente für die Doppelbild-Entfernungsmessung einzurichten. Es ist dafür noch nicht einmal immer nötig, ein neues Fernrohr einzubauen. Die Entscheidung muß aber für jede Umarbeitung besonders getroffen werden.

Über die Verbesserung des Nachtsehens durch Ferngläser.

Von
F. Löhle in Potsdam.

Aus den Messungen des Reizschwellenwertes zweier Beobachter werden einige Folgerungen in bezug auf die scheinbare Zunahme der Empfindlichkeit des Auges gegenüber schwächsten Lichteindrücken beim Übergang von der Beobachtung mit bloßem Auge zum Fernglassehen bei Nacht gezogen.

Definiert man die Leistung eines Fernglases[1]) als die damit zu erreichende Sehschärfe[2]), so leidet diese Festsetzung an dem Übelstand, daß das gewählte Maß eine verwickelte Kombination von physikalischen und physiologischen Grundbegriffen ist, die nicht unabhängig voneinander sind, nämlich von Auflösungsvermögen des Auges (*minimum separabile*), von Lichtsinn, d. i. die Empfindlichkeit des Auges gegenüber schwächsten Lichteindrücken (*minimum visibile*) und Formerkennbarkeit (*minimum cognoscibile*). Auflösungsvermögen und Formerkennbarkeit sind in unübersichtlicher Weise miteinander verknüpft. Nur die gesonderte Untersuchung des Lichtsinns unter Ausschluß der beiden anderen Faktoren ist möglich.

Der erste Versuch, die Verbesserung des Nachtsehens durch Ferngläser mit Hilfe der gesetzmäßigen Abhängigkeit des Reizschwellenwertes von der Flächengröße zu erklären[3]), geht auf G. Gehlhoff zurück. Die Gehlhoffschen Messungen[4]) widersprechen aber teilweise den Ergebnissen anderer Beobachter, so daß sich die Folgerungen in bezug auf das Fernglassehen bei Nacht wohl kaum aufrecht erhalten lassen. Die vorhandene Lücke wird durch die Potsdamer Beobachtungen über die Abhängigkeit des Reizschwellenwertes von der Flächengröße[5]) ausgefüllt.

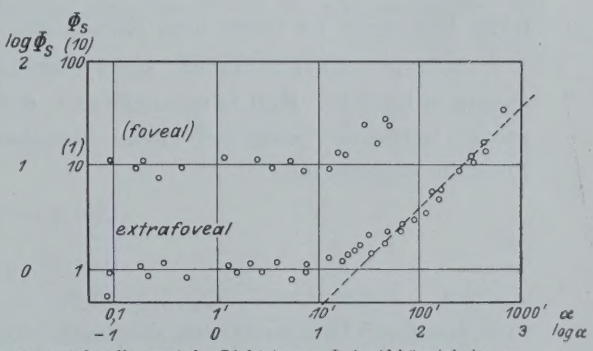


Abb. 1. Schwellenwert des Lichtstroms Φ_S in Abhängigkeit vom Sehwinkel α. Logarithmisches Netz. Beobacht.: W. Hassenstein.

W. Hassenstein und F. Löhle bestimmten die Reizschwellenwerte für foveales und extrafoveales Sehen und Dunkel-Adaptation des Auges an leuchtenden Kreisscheiben für Sehwinkel zwischen 0,1′ und 1° (foveal) bzw. 14° (extrafoveal). In Abb. 1 und 2 sind die Beobachtungsergebnisse graphisch dargestellt. Abszisse ist der Loga-

---

[1]) A. Kühl, *Diese Zeitschrift* **47.** *S. 75. 1927.* — *D. Opt. Wochenschr.* **12.** *S. 245. 1926.*
[2]) F. Löhle, *Zeitschr. f. Physik* **48.** *S. 80. 1928.* — A. Kühl, *Zeitschr. f. Physik* **51.** *S. 429. 1929.*
[3]) G. Gehlhoff, *Zeitschr. f. techn. Physik* **2.** *S. 245. 1921.*
[4]) G. Gehlhoff und K. Schering, *Zeitschr. f. Beleuchtungsw.* **25.** *S. 17. 1919.*
[5]) F. Löhle, *Zeitschr. f. Physik* **54.** *S. 137. 1929.*

rithmus des Sehwinkels α, Ordinate der Logarithmus des eben merklichen Lichtstromes Φ_s. Die Art der Abhängigkeit des Schwellenwertes des Lichtstromes Φ_s vom Sehwinkel α läßt sich der graphischen Darstellung unmittelbar entnehmen. Sie ist näherungsweise die gleiche für foveales und für extrafoveales Sehen. Für den Verlauf der extrafovealen Kurve ist kennzeichnend, daß der Differentialquotient

$$\frac{d \log \Phi_s}{d \log \alpha} = \operatorname{tg} \varphi, \qquad 1)$$

also der Tangens des Neigungswinkels φ der Kurventangente in weiten Bereichen des $\log \alpha$ konstant bleibt und nur in kurzen Übergangsgebieten sich stetig ändert.

1. Für kleine Sehwinkel von 0,1′ bis etwa 10′ ist $\operatorname{tg} \varphi = 0$. Die Integration von 1) ergibt dann

$$\log \Phi_s = \text{const}, \quad \text{also auch} \quad \Phi_s = \text{const}, \qquad 2)$$

d. i. der unter dem Namen der Riccòschen Regel bekannte Satz von der Konstanz des Schwellenwertes des Lichtstromes für kleine Sehwinkel. Wichtig ist das Ergebnis, daß dieses Gesetz sowohl für die fovealen als für die extrafovealen Netzhautstellen gültig ist.

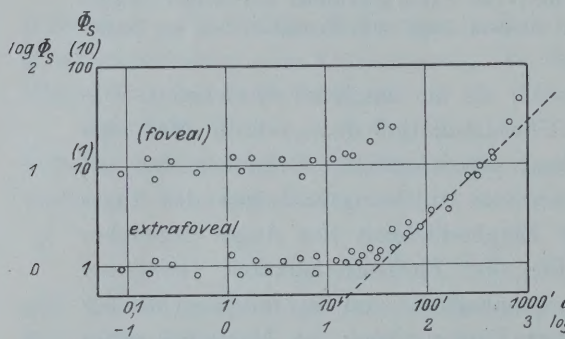


Abb. 2. Schwellenwert des Lichtstroms Φ_s in Abhängigkeit vom Sehwinkel α. Logarithmisches Netz. Beobachter: F. Löhle.

2. Im Bereich von $\alpha = 2$ bis 7^0 ist $\operatorname{tg} \varphi$ const $= 1$. Die Integration von 1) führt zu

$$\left.\begin{aligned} \log \Phi_s &= \log \alpha + \log \text{const} \\ \text{oder} \qquad \Phi_s &= \text{const}\, \alpha, \end{aligned}\right\} \qquad 3)$$

in Worten: Der Schwellenwert des Lichtstromes ist dem Sehwinkel proportional. Diese Beziehung ist unter dem Namen des Piperschen Gesetzes bekannt.

3. Für Sehwinkel größer als 7^0 wächst $\log \alpha$ schneller an als dem Piperschen Gesetz entspricht. Man kann annehmen, daß die ebenmerkliche Leuchtdichte für immer größer werdende Sehwinkel einem konstanten Grenzwert zustrebt. Das würde den Formeln entsprechen

$$\left.\begin{aligned} \lim_{\alpha \to \infty} e_s &= \text{const}, \\ \lim_{\alpha \to \infty} \Phi_s &= \text{const}\, \alpha^2. \end{aligned}\right\} \qquad 4)$$

Der konstante Grenzwert der ebenmerklichen Leuchtdichte ist bei Sehwinkeln von 14^0, bei denen die Beobachtungen von W. Hassenstein und F. Löhle abschließen, noch keineswegs erreicht.

Zwischen dem Schwellenwert des Lichtstromes Φ_s und der ebenmerklichen Leuchtdichte e_s besteht die Beziehung

$$\Phi_s = e_s \pi \varrho^2 \cos i \frac{f}{d^2}, \qquad 5)$$

wo ϱ der Radius der Eintrittspupille des Auges (der bei vollkommener Dunkel-Adaptation als konstant zu betrachten ist), i der Einfallswinkel (Winkel zwischen der Normalen der Eintrittspupille und der Verbindungslinie Objekt-Pupillenmitte), f die Flächengröße des Objektes und d die Entfernung des Beobachters vom Objekt bedeuten,

oder wenn man die scheinbare Flächengröße $\frac{f}{d^2}$ durch den Sehwinkel (α in Minuten gemessen) ausdrückt

$$\Phi_s = e_s \pi \varrho^2 \cos i \frac{\pi}{4} \alpha^2 \sin^2 1'. \qquad 6)$$

Die Kombination von 6) mit 2) bzw. 3) ergibt als äquivalenten Ausdruck für das Riccòsche bzw. Pipersche Gesetz

$$e_s = \text{const}\, \alpha^{-2}, \qquad 7)$$

$$e_s = \text{const}\, \alpha^{-1}. \qquad 8)$$

Bei der Anwendung der Ergebnisse der Potsdamer Beobachtungen auf das Fernglassehen bei Nacht möge die Güte des Abbildungsvorganges unbeachtet bleiben und der Einfluß der Pupillenweite auf die Schärfe des Netzhautbildes (Pupilleneffekt[1]) vernachlässigt werden. Lichtlosigkeit des Grundes, auf dem die Objekte leuchten, und vollkommene Dunkel-Adaptation des Auges werden vorausgesetzt. Die Folgerungen gelten nur für das gestaltlose Sehen, für die bloße Wahrnehmung eines konturlosen lichten Flecks auf schwarzem Grunde. Die Gesamtlichtmenge Φ im Netzhautbild bei Beobachtung mit bloßem Auge (A) bzw. mit Fernrohr (F) berechnet sich zu

$$\Phi_A = e_A \pi \varrho^2 \alpha^2 \quad \text{bzw.} \quad \Phi_F = e_F \delta \pi R^2 \alpha^2, \qquad 9)$$

wo α der Sehwinkel in absolutem Maß, ϱ der Radius der Eintrittspupille des Auges, δ der Durchlässigkeitskoeffizient und R der Radius der wirksamen Objektivöffnung bedeutet. Werden zwei gleich große Objekte der verschiedenen Leuchtdichten e_{sA} und e_{sF} bei Beobachtung ohne bzw. mit Fernglas eben wahrgenommen, so gilt im Sehwinkelbereich der Riccòschen Regel die Beziehung

$$\frac{e_{sF} \delta \pi R^2 \alpha^2}{e_{sA} \pi \varrho^2 \alpha^2} = 1. \qquad 10)$$

Definiert man die „scheinbare Empfindlichkeitszunahme“[2]) E als das reziproke Verhältnis der Reizschwellenwerte $\frac{e_{sF}}{e_{sA}}$, bei Beobachtung mit bzw. ohne Fernglas, so ergibt sich E aus 10) zu

$$E = \delta \frac{R^2}{\varrho^2},$$

$$= \delta \frac{r^2}{\varrho^2} \cdot V^2, \qquad 11)$$

wo r der Radius der Austrittspupille des Instrumentes und V die Fernglasvergrößerung ist. Im Sehwinkelbereich der Riccòschen Regel nimmt also die Empfindlichkeit des Auges gegenüber schwächsten Lichteindrücken proportional der wirksamen Objektivöffnung bzw. dem Quadrat der Vergrößerung zu. Der Proportionalitätsfaktor ist gleich dem Produkt von Durchlässigkeitsfaktor und Quotient aus Flächengröße der Austrittspupille des Fernglases und wirksamer Öffnung der Augenpupille[3]).

---

[1]) K. Strehl, *Zentralztg. f. Opt. u. Mech.* **48.** *S. 18. 1927.* — F. Löhle, *Zeitschr. f. Physik* **48.** *S. 80. 1928.*

[2]) Nicht zu verwechseln mit der Steigerung der Helligkeitsempfindung; eine die schwächsten Helligkeiten einschließende Beziehung zwischen Reiz und Empfindung ist nicht bekannt. Bei mittleren Helligkeiten gilt bekanntlich das logarithmische Gesetz.

[3]) Der beim Nachtsehen seltene Fall $\varrho < r$ bleibt unberücksichtigt.

$\delta \frac{r^2}{\varrho^2}$ wird vom Physical Laboratory als Lichtstärke definiert; die Durchlässigkeit δ wird in Bruchteilen der Einheit gemessen und ϱ wird gleich 7 mm angenommen.

Im Sehwinkelbereich des Piperschen Gesetzes (2 bis 7^0) gilt;

$$\frac{e_{sF}\,\delta\,\pi R^2 \alpha^2}{e_{sA}\,\pi \varrho^2 \alpha^2} = V. \qquad 12)$$

Daraus folgt

$$E = \delta \frac{R}{\varrho}, \qquad 13)$$
$$= \delta \frac{r}{\varrho} \cdot V,$$

d. h. bei größeren Objekten ($> 1^0$) nimmt die Empfindlichkeit des Auges gegenüber schwächsten Lichteindrücken proportional dem Objektivdurchmesser bzw. der Vergrößerung zu. Die Proportionalitätskonstante ist gleich dem Durchlässigkeitsfaktor multipliziert mit dem Quotienten aus dem Radius

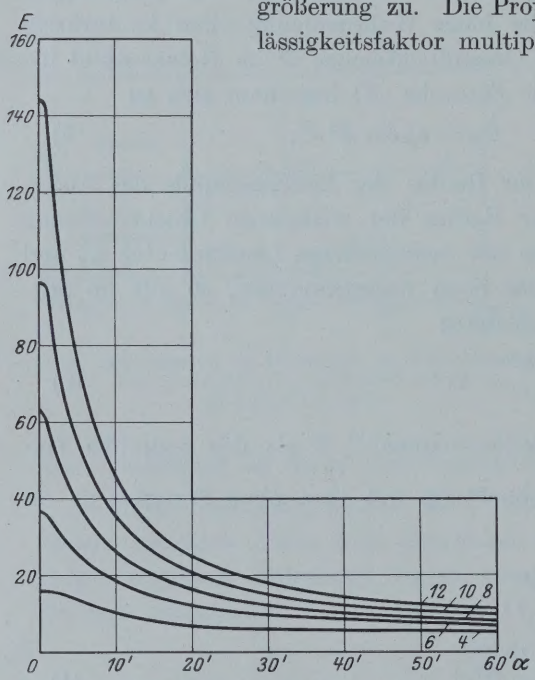


Abb. 3. Abhängigkeit der „scheinbaren Empfindlichkeit" E des Auges von der Objektgröße α bei verschiedenen Fernglasvergrößerungen (4- bis 12fach).

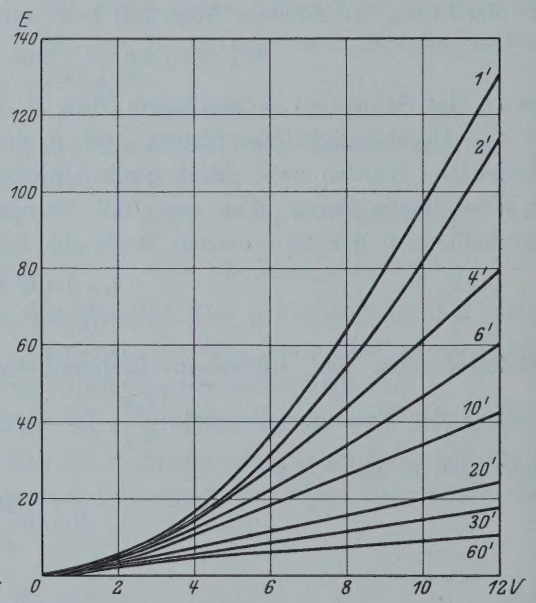


Abb. 4. „Scheinbare Zunahme der Empfindlichkeit" E mit der Fernglasvergrößerung V bei verschieden großen Objekten (1 bis 60′ Sehwinkel).

der Austrittspupille des Fernglases und dem Halbmesser der Eintrittspupille des Auges.

$\delta \frac{r}{\varrho}$ stimmt überein mit der Lichtstärke nach H. Moeller[1]), wenn die Lichtdurchlässigkeit auf 100 bezogen und $\varrho = 10$ mm gesetzt wird[2]).

Die Formeln 11) und 13) erfassen das Fernglassehen bei Nacht nur teilweise. Das Nachtsehen spielt sich vorzugsweise im Sehwinkelbereich von 10′ bis 2^0 ab, d. h.

---

[1]) H. Moeller, *Diese Zeitschr.* **45.** *S. 384. 1925.* Gleichung 13) enthebt die Moellersche Definition ihres schematischen Charakters.

[2]) Die größte gemessene Pupillenweite ist 11 mm. Mit dem Alter nimmt die größtmögliche Pupillenweite ab.

also zwischen den Grenzen der Riccòschen und Piperschen Regel. Die Abb. 3 u. 4 füllen diese Lücke aus. Abszisse ist (vgl. Abb. 3) der Sehwinkel des Objektes bei Beobachtung mit bloßem Auge, Ordinate die scheinbare Empfindlichkeitszunahme des

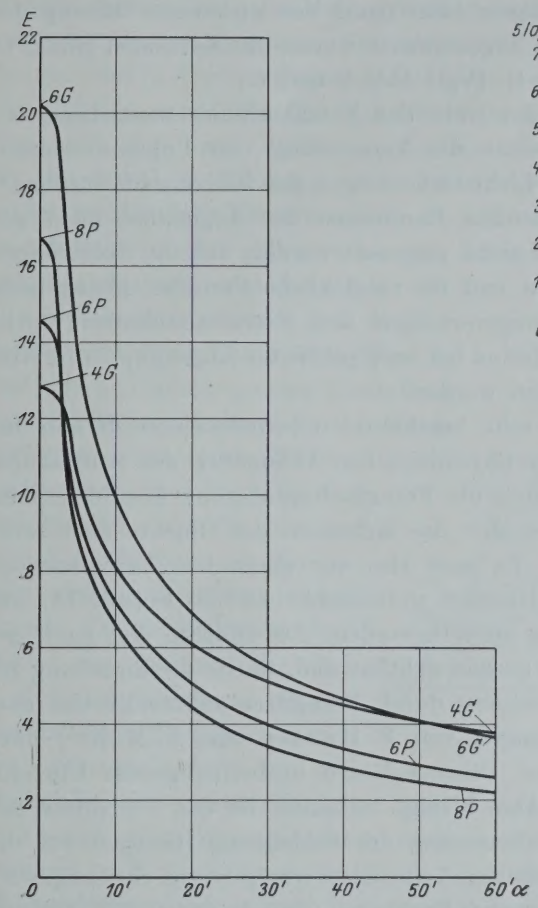


Abb. 5. „Scheinbare Empfindlichkeit" E des Auges bei verschiedenen Ferngläsern.

Fernglas	Vergröß.	A. P. mm	Durchlass. %	Pup. Durchl. %	Ges.-Durchl. %
Galilei.....	4	10	80	100	80
Galilei.....	6	7	80	70	56
Porro Pr...	6	7	58	70	40,5
Weitw. Pr. .	8	5	53	50	26,5

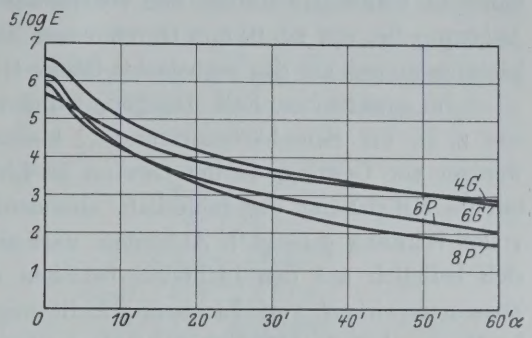


Abb. 6. Leistungseindruck $5 \log E$ bei verschiedenen Ferngläsern.

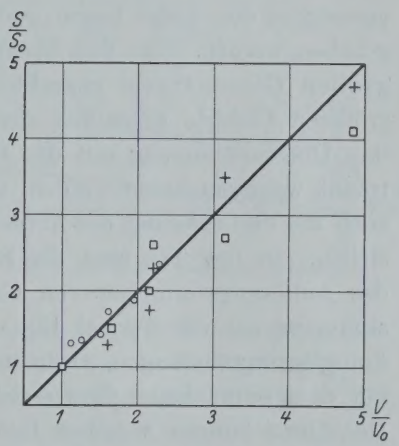


Abb. 7. Zunahme des Auflösungsvermögens mit der Fernglasvergrößerung nach Beobachtungen von F. Hauser und L. Mohr.

○ 0,03 Lux-Beleuchtungsstärke, indirektes Sehen, Galilei-Gläser.
□ 0,03 Lux-Beleuchtungsstärke, indirektes Sehen, Prismen-Gläser.
\+ 0,01 Lux-Beleuchtungsstärke, direktes Sehen, Prismen-Gläser.

Auges beim Übergang zu den Fernglasvergrößerungen 4, 6, 8, 10 und 12. Die Verbesserung der Sichtbarkeit großer Objekte ist für Sehwinkel größer 1^0 (bezogen auf das unbewaffnete Auge) der Fernglasvergrößerung proportional, mit Abnahme des Sehwinkels nimmt sie exponentiell zu, um bei sehr kleinen Sehwinkeln dem Quadrat der Vergrößerung proportional zu sein (vgl. Abb. 4).

Daraus die grundsätzliche Überlegenheit des stärker vergrößernden Fernglases zu folgern, wäre ein Fehlschluß. In Wirklichkeit geben die Lichtverluste infolge von Absorption und Reflexion und wegen unvollständiger Ausnutzung der Augenpupille den Ausschlag, wie eine Gegenüberstellung von Galilei- und Prismengläser gleicher wirksamer Objektivöffnung zeigt. Das sechsfache Galileiglas ist wegen seiner größeren Lichtdurchlässigkeit und wegen der geringeren Pupillenverluste dem 8fachen Weit-

winkel-Porroprismenglas durchweg überlegen, und der Vergleich des 8fachen mit dem 6fachen Prismenglas fällt aus demselben Grunde (kleine Sehwinkel ausgenommen) bezeichnenderweise zugunsten des letzteren aus. Bemerkenswert ist weiter, daß das vierfache Galileiglas infolge der vollständigen Ausnutzung der wirksamen Öffnung der Augenpupille, die zu 10 mm Durchmesser angenommen wurde, für Sehwinkel größer 1^0 leistungsfähiger als das sechsfache Glas ist. (Vgl. Abb. 5 und 6.)

Im praktischen Fall dagegen, wo die Güte des Netzhautbildes maßgebend ist, wie z. B. bei Sehschärfenprüfungen, kommt die Vermeidung von Pupillenverlusten weniger zur Geltung, da der Gewinn an Lichtstärke wegen der Bildverschlechterung[1]) infolge Mitwirkung der fehlerhaft abbildenden Randzonen der Augenlinse nicht zur vollen Wirkung gelangt[2]). Außerdem darf nicht vergessen werden, daß die Folgerungen sich lediglich auf den Lichtsinn beziehen und die tatsächliche Fernglasleistung beim Zusammenwirken von Lichtsinn, Auflösungsvermögen und Formerkennbarkeit nicht berühren. Auf den Einfluß des Astigmatismus bei weit geöffneter Augenpupille ist von K. Krüger und J. Zenneck[3]) hingewiesen worden.

Die Formel 11) gilt nur in einem sehr beschränkten Sehwinkelbereich und für Objekte, die im allgemeinen unter dem physiologischen Grenzwert des Auflösungsvermögens des Auges liegen und erst durch die Fernglasvergrößerung über denselben gehoben werden. Für das Nachtsehen ist aber das Erkennen der Objekte nach ihrer groben Gesamtform charakteristisch. Es muß also vor allem das Verhalten der größeren Objekte gegenüber dem Fernglassehen untersucht und die Formel 13) auf ihre Übereinstimmung mit der Erfahrung geprüft werden. Da Objekte erst dann getrennt wahrgenommen werden, wenn sie einzeln sichtbar sind, dürfte die Beziehung 13) auch die Verbesserung des Auflösungsvermögens durch Ferngläser näherungsweise darstellen. In der Tat sind die Beobachtungen von F. Hauser und L. Mohr[4]) über das Auflösungsvermögen von Galilei- und Prismengläsern in befriedigender Übereinstimmung mit der Formel 13), wie die Abb. 7 zeigt. Abszisse ist das Verhältnis der Fernglasvergrößerungen, Ordinate die Verbesserung der Sehleistung (bezogen auf die mit dem schwächsten Glas erzielte Sehschärfe, Auflösungsvermögen von Strichfiguren). Die Abweichungen zwischen Beobachtung und Rechnung (Gerade unter 45^0 Neigung zur Abszisse) gehen nicht über die zufälligen Beobachtungsfehler hinaus.

Die Einheitsmengen im Maxwell-Helmholtzschen Farbdreieck und die Bestimmung der Farbsättigung.

Von
I. Runge in Berlin-Wilmersdorf.

Die Darstellung der Farben im Maxwell-Helmholtzschen Dreieck hat den Vorzug, daß sie die Mischungsbeziehungen der Farben anschaulich wiedergibt. Liegt ein Farbpunkt X auf der Verbindungslinie der Punkte A und B, so entsteht die Farbe X durch Mischung der Farben A und B im Verhältnis $\frac{XB}{XA}$. Hierbei muß man aber beachten, daß der Maßstab, in dem die Menge einer Farbe gemessen werden soll, für jede

---

[1]) K. Strehl, l. c.
[2]) F. Löhle, *Zeitschr. f. Physik* **48.** *S. 80. 1928.*
[3]) K. Krüger und J. Zenneck, *Ann. d. Physik* **73.** *S. 242. 1924.*
[4]) F. Hauser und L. Mohr, *Zentralztg. f. Opt. u. Mech.* **49.** *S. 271 und 291. 1928.*

Farbe in ganz bestimmter Weise festgelegt ist, und zwar bei der üblichen Art, das Farbdreieck zu entwerfen, in einer recht wenig anschaulichen Weise. Dem unbefangenen Urteil würde es naheliegen, sich unter gleichen Mengen zweier Farben etwa gleichhelle Mengen vorzustellen. Im Maxwell-Helmholtzschen Dreieck aber sind die als gleich geltenden Mengen durchaus nicht gleich hell, denn sie sind dadurch bestimmt, daß die Summen der in ihnen enthaltenen drei Grundempfindungsmengen gleich sein sollen, wobei als Einheitsmengen der Grundempfindungen die im Weiß enthaltenen Mengen gelten. Man sieht, daß diese Gleichheitsdefinition einzig für die Grundempfindungen selbst eine einigermaßen anschauliche Bedeutung hat; da wir diese jedoch nicht einzeln realisieren können, läßt sich damit nicht sehr viel anfangen. Für alle realisierbaren Farben sind die Einheitsmengen nur auf indirektem Wege zu bestimmen. Um eine gewisse Vorstellung von ihnen zu erhalten, ist es zweckmäßig, sie etwa auf das Helligkeitsmaß zu beziehen. In der Abbildung 1 sind für das gewöhnliche Farbdreieck die Linien gleicher Helligkeit eingetragen. Da die Helligkeit einer Farbe sich additiv aus den Helligkeitsbeiträgen ihrer Grundempfindungskomponenten zusammensetzt, ist die Helligkeit eine lineare Funktion der Dreieckskoordinaten, und für $h =$ konst. ergibt sich somit eine Schar paralleler Geraden. Man kann diese, wie in der Abbildung geschehen, z. B. nach ihrem Verhältnis zur Helligkeit des Weißpunktes beziffern. Als gleiche Mengen gelten zwei Farbmengen dann, wenn ihre Helligkeiten sich verhalten, wie die Zahlwerte der durch ihre Farbpunkte hindurchgehenden Helligkeitsgeraden. Man sieht, daß je mehr eine Farbe gegen Blau rückt, um so kleiner die Helligkeit der Menge wird, die als gleiche Mischmenge anzusprechen ist.

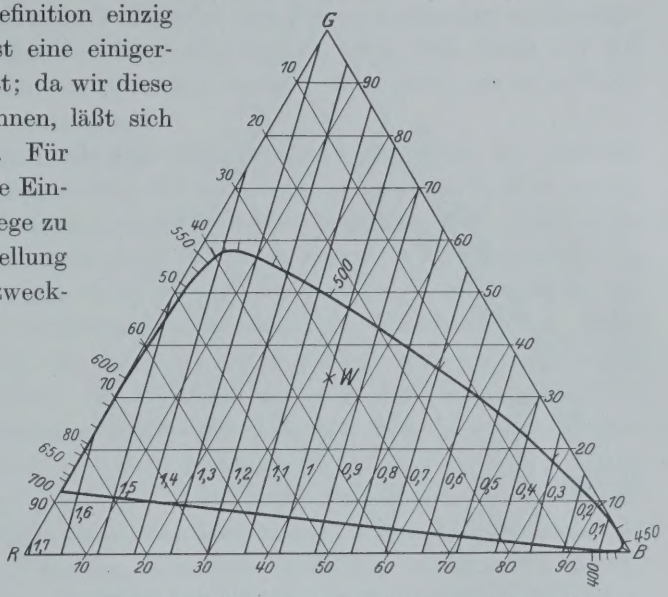


Abb. 1. Maxwellsches Dreieck mit Linien konstanter Helligkeit.

Diese Überlegungen gewinnen eine besondere Bedeutung für die Feststellung der Sättigung oder Reinheit einer Farbe. Man kann die Sättigung in verschiedener Weise definieren, je nach dem, ob man die Farbe als Gemisch aus Spektralfarbe und Weiß oder aus einer Dreiecksrandfarbe (Gemisch zweier Grundempfindungen) und Weiß betrachtet. Die Sättigung ist dann der Bruchteil, den die Spektralfarbe, bzw. die Dreiecksrandfarbe ausmacht. Außerdem hängt aber die Sättigung auch noch davon ab, welchen Maßstab man für die Farben wählt, ob den unanschaulichen Helmholtzschen oder den der Helligkeit. Für praktische Zwecke empfiehlt sich die Definition, die auf den Spektralfarben und dem Helligkeitsmaß beruht, denn nur die so definierte Sättigung läßt sich unmittelbar experimentell feststellen. Man stellt dazu durch Mischung einer Spektralfarbe mit Weiß eine der vorgelegten gleichen Farbe her und bestimmt die Helligkeit der beiden Bestandteile gesondert. Mit dieser Sättigungsdefinition arbeitet z. B. in Amerika I. G. Priest. Dem Vorteil dieser Definition in experimenteller Hinsicht steht der Nachteil gegenüber, daß sich die Sättigung nicht ohne weiteres aus dem Farbdreieck ablesen läßt, wie es bei den beiden ersterwähnten Sättigungsdefinitionen

der Fall ist. Hier gibt das Verhältnis der Abstände des Weißpunktes vom Farbpunkt und von der Spektralfarbe (bzw. der Dreiecksrandfarbe) unmittelbar die Sättigung an. Die auf Dreiecksrandfarben bezogene Sättigung steht sogar in einer ganz einfachen rechnerischen Beziehung zu den drei Farbkoordinaten[1]). Die Umrechnung dieser beiden Sättigungsgrößen in die durch das Helligkeitsverhältnis definierte ist jedoch keineswegs einfach, da die Maßstabsänderung in jedem Dreieckspunkt eine andere ist.

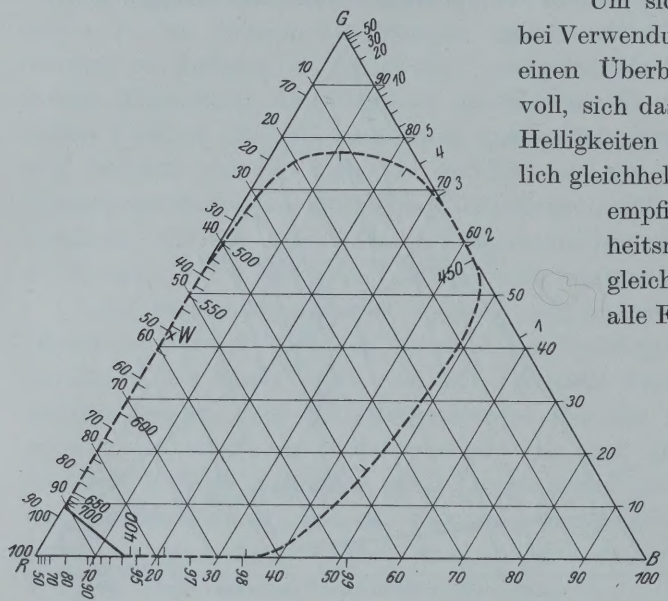


Abb. 2. Maxwellsches Dreieck auf gleiche Helligkeit umgerechnet.

Um sich über die Mischungsbeziehungen bei Verwendung der Helligkeit als Farbmaßstab einen Überblick zu verschaffen, ist es wertvoll, sich das Maxwellsche Dreieck für gleiche Helligkeiten umzuzeichnen. Wählt man nämlich gleichhelle Mengen als Einheiten der Grundempfindungen, so werden auch die Einheitsmengen sämtlicher Mischfarben gleichhell. Es können dann wie bisher alle Farben in einem gleichseitigen Dreieck untergebracht werden, nur liegen sie jetzt anders angeordnet, indem die Blaukoordinate, also der Abstand von der Seite RG wegen der geringen Helligkeit des Helmholtzschen Einheitsblau viel kleiner wird. Die Rot- und Grünkoordinaten werden dafür entsprechend größer und verschieben sich auch etwas gegeneinander, aber nicht so stark. Abb. 2 zeigt die Lage der Spektralfarben und des Weißpunktes in diesem neuen Dreieck. Gewonnen wurden die Punkte, indem die gewöhnlichen Farbkoordinaten RGB je mit den Helligkeitswerten der betreffenden Grundempfindung (Zahlwerte nach Ives) multipliziert wurden. Rechnet man die Produkte wieder in Prozent um, so hat man die neuen Farbkoordinaten im Farbdreieck gleicher Helligkeit. Die Koordinaten des Weißpunktes sind einfach gleich den relativen Helligkeitswerten der Grundempfindungen, so daß der Weißpunkt außerordentlich nah an die Rotgrünlinie, also zugleich an die Spektralkurve heranrückt. Daraus ist z. B. zu entnehmen, daß, wenn man aus spektralem Gelb der Wellenlänge 0,573 μ Weiß ermischen will, man nur einen Blauzusatz von wenig über $^1/_{80}$ der Helligkeit braucht, denn die Abstände des Weißpunktes von der benachbarten und der komplementären Stelle der Spektralkurve verhalten sich etwa wie 1:80. Zur Mischung von Weiß aus Rot und Grün von 0,650 μ bzw. 0,485 μ braucht man dagegen angenähert gleichhelle Mengen. Um die Sättigung einer Farbe zu finden, braucht man ihren Farbpunkt F nur mit dem Weißpunkt W zu verbinden und die Verbindungslinie rückwärts über F hinaus bis zum Schnitt S mit der Spektralkurve zu verlängern. Die Sättigung ist dann $\frac{FW}{WS}$.

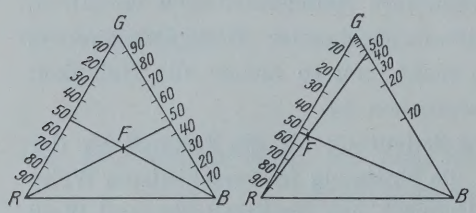


Abb. 3.

[1]) Vgl. Klughardt, *Zeitschr. f. techn. Phys.* **10**. *S. 102. 1929.*

Kennt man den Farbpunkt der Farbe nur im alten Dreieck, so kann ihr Farbpunkt im neuen Dreieck auch ohne die oben angegebene Koordinatenrechnung auf graphischem Wege gefunden werden. Zu diesem Zweck sind auf den Seitenlinien des neuen Dreiecks die den Netzschnittpunkten des gewöhnlichen Dreiecks entsprechenden Punkte als Skala abgetragen. Verbindet man den Farbpunkt im alten Dreieck mit zwei Eckpunkten und liest die Schnittpunkte mit den zwei gegenüberliegenden Seiten ab, so braucht man nur die entsprechenden Skalenpunkte des neuen Dreiecks mit den gegenüberliegenden Ecken zu verbinden und findet den neuen Farbpunkt als Schnittpunkt dieser Verbindungslinien, wie die Abb. 3 schematisch zeigt. (Die Skala auf *GB* ist hier der Übersichtlichkeit halber weniger stark verzerrt dargestellt, als sie in Wirklichkeit ist.)

Die stark exzentrische Lage des Weißpunktes innerhalb der Fläche der realisierbaren Farben weist im übrigen darauf hin, daß man nicht etwa den Abstand zweier Farben im Farbdreieck als Maß ihrer Verschiedenheit betrachten darf. Das würde weder für das Dreieck gleicher Helligkeit noch für das gewöhnliche Farbdreieck richtig sein. Eine Darstellung der Farben in einem ebenen Dreieck, die diese Forderung erfüllt, gibt es überhaupt nicht. Die Frage, ob und wie sich der Unterschied zweier Farben quantitativ bestimmen läßt, ist aber noch wenig geklärt. Schrödinger macht in seiner Arbeit über Farbenmetrik[1]) die Annahme, daß sich der Unterschied durch die geringste Zahl von eben unterscheidbaren Stufen messen läßt, die man zwischen den beiden Farben einschalten kann. Er stellt ferner auf Grund gewisser Überlegungen eine Funktion der Farbkoordinaten auf, die hierfür den theoretischen Ausdruck darstellen soll. Wenn dieses Unterschiedsmaß, das bisher erst in wenigen Punkten mit der Erfahrung verglichen werden konnte, sich auch weiterhin bestätigt, so könnte man die gleichhellen Farben in einem sphärischen Dreick so anordnen, daß der Unterschied zweier Farbpunkte ihrem längs des größten Kugelkreises gemessenen Abstand proportional wäre. Aber in dieser Darstellung würden die geraden Linien der gewöhnlichen Darstellung nicht in größte Kreise, sondern in gewisse Kurven 4. Grades übergehen, d. h. die Farben, die durch Mischung zweier bestimmter Komponenten entstehen, würden nicht auf der kürzesten Verbindungslinie liegen. Für praktische Zwecke eignet sich daher eine solche Darstellung kaum. Solange indessen die Fragen der Unterschiedsempfindung im Farbenraum noch so wenig geklärt sind, ist das Problem ihrer Darstellung noch keineswegs aktuell; man muß sich nur hüten, etwa in die bisher verwendeten Darstellungen derartige Beziehungen fälschlich hineinlegen zu wollen.

Über eine Abänderung eines polarisierenden Glasplattensatzes[2]).

Von

S. Pokrowski in Leningrad.

Bis jetzt wurde scheinbar wenig beachtet, daß es möglich ist, mit Hilfe einiger Abänderungen einen überaus genügenden Polarisator aus einem gewöhnlichen polarisierenden Glasplattensatz zu erhalten. Geht ein Bündel natürlicher Parallelstrahlen durch eine planparallele Glasplatte unter dem Winkel der totalen Polarisation, so werden die reflektierten Strahlen in der Einfallsebene vollkommen polarisiert; in den

---

[1]) *Ann. d. Phys.* **63.** *S. 481 ff. 1920.*

[2]) Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Sektion der russischen physikalisch-chemischen Gesellschaft am 30. April 1918.

gebrochenen Strahlen befindet sich nach dem Aragoschen Gesetz die der vorigen gleiche Quantität der zur Einfallsebene senkrecht polarisierten Strahlen und der übrige Teil des natürlichen Lichtes. Bei dem Durchgang durch die zweite Platte werden die reflektierten Strahlen ebenfalls in der Einfallsebene polarisiert und es wird sich in den gebrochenen Strahlen die doppelte Menge der senkrecht zur Einfallsebene polarisierten Strahlen befinden. So werden die Strahlen nach dem Durchgang durch eine große Anzahl von Glasplatten (polarisierender Glasplattensatz) fast total in der oben erwähnten Ebene polarisiert. Läßt man die Lichtabsorption im Glas außer Betracht, so kann man die Helligkeit dieser Strahlen zu 50% der einfallenden annehmen. Andererseits soll die übrige Hälfte der reflektierten und in der Einfallsebene polarisierten Strahlen möglichst aus dem Apparat ferngehalten werden, um die Homogenität der Polarisation der austretenden gebrochenen Strahlen nicht zu beeinflussen. Gewöhnlich wird der polarisierende Glasplattensatz aus einer großen Anzahl (ca. 15) von aufeinander gelegten Platten zusammengestellt. Es werden daher die von einer von diesen Platten reflektierten und in der Einfallsebene polarisierten Strahlen auch eine Reihe von Reflexionen und Brechungen in den anderen Platten erleiden. Auf solche Weise werden sie teils aus dem Glasplattensatz zurückgeworfen, teils aber werden sie diesen durchdringen und einen Zusatz von diffusem natürlichen Licht ergeben, indem sie sich den zu der Einfallsebene senkrecht polarisierten Strahlen überlagern. Das letztere ist der größte Übelstand des Glasplattensatzes, welcher seinen Gebrauch als wissenschaftlichen Apparat ganz ausschließt. Entfernt man die Glasplatten voneinander so weit, daß die Strahlen, welche jede von ihnen zurückwirft, ganz aus dem Glasplattensatz austreten und z. B. von den geschwärzten Seitenwänden ihrer Einfassung absorbiert würden, wie es bei den gewöhnlichen Lichtstrahlen in Prismen aus isländischem Kalkspat der Fall ist, so erhält man einen Polarisator, welcher den besten Prismen von Glan-Thompson an Homogenität des Feldes nicht nachsteht.

Untersuchen wir, welche Vorzüge eine solche Abänderung des Glasplattensatzes bieten kann. Treffen die Strahlen des natürlichen Lichtes von der Intensisät J auf irgendeinen Glasplattensatz unter dem Brewsterschen Winkel, so werden die senkrecht zur Einfallsebene polarisierten Strahlen von der Intensität $^1/_2 J$ ganz hindurchgehen, dagegen wird die Intensität der durchgelassenen, in der Einfallsebene polarisierten Strahlen in hohem Grade davon abhängen, ob diese Strahlen eine Reihe von wiederholten Reflexionen zwischen den benachbarten Platten erleiden werden oder nicht.

Bestimmen wir zunächst die Intensität der durchgelassenen Strahlen für den ersten Fall. F. Neumann und andere berechnen sie folgendermaßen: Aus der für n Platten gültigen Formel leitet man diejenige für $n+1$ Platten ab und setzt darauf schrittweise $n = 2, 3$ usw. ein. Für den bezeichneten Zweck kann man indes eine einfachere Methode anwenden, indem man die Plattensysteme durch fiktive Flächen mit entsprechenden Reflexionsquotienten ersetzt. Bezeichnet man mit ϱ den Reflexionsquotienten am Brewsterschen Winkel für die in der Einfallsebene polarisierten Strahlen, so ist

$$\varrho = \left(\frac{\mu^2 - 1}{\mu^2 + 1}\right)^2,$$

wobei μ der Brechungsquotient für Glas $= 1{,}5$ ist.

Dann geht durch eine Platte

$$J_t' = \frac{1}{2} J \frac{1 - \varrho}{1 + \varrho},$$

und es wird zurückgeworfen

$$J_r' = \frac{1}{2} J \frac{2\varrho}{1+\varrho}.$$

Stellt man hinter der ersten Platte eine zweite auf, so erleiden die Strahlen J_t' eine Reihe von wiederholten Reflexionen an der Vorderfläche der zweiten Platte und der Hinterfläche der ersten Platte. Werden beide Platten durch zwei fiktive Flächen mit dem Reflexionsquotienten $\varrho_1 = \frac{2\varrho}{1+\varrho}$ ersetzt, so erhält man für die gebrochenen und reflektierten Strahlen wie vorher folgende Formeln:

$$J_t'' = \frac{1}{2} J \frac{1-\varrho_1}{1+\varrho_1} = \frac{1}{2} J \frac{1-\varrho}{1+3\varrho},$$

$$J_r'' = \frac{1}{2} J \frac{2\varrho_1}{1+\varrho_1} = \frac{1}{2} J \frac{4\varrho}{1+3\varrho}.$$

Stellt man hinter der zweiten Platte noch eine dritte auf, so werden die Strahlen eine Reihe von wiederholten Reflexionen und Brechungen an allen bestrahlten Flächen erleiden. Ersetzen wir in Gedanken die zwei ersten Platten durch eine fiktive Fläche mit dem Reflexionsquotienten $\varrho_2 = \frac{4\varrho}{1+\varrho}$, und die dritte Platte durch eine Fläche mit dem Reflexionsquotienten $\varrho_1 = \frac{2\varrho}{1+\varrho}$, so erhalten wir für die durch drei Platten durchgelassenen Strahlen den Ausdruck

$$J_t''' = \frac{1}{2} J \frac{(1-\varrho_1)\cdot(1-\varrho_2)}{1-\varrho_1\varrho_2} = \frac{1}{2} J \frac{1-\varrho}{1+5\varrho},$$

und für die reflektierten Strahlen

$$J_r''' = \frac{1}{2} J \frac{6\varrho}{1+5\varrho}.$$

Ersetzen wir in gleicher Weise bei Annahme von vier Platten jedes Plattenpaar durch eine fiktive Fläche mit dem Reflexionsquotienten ϱ_2, so erhalten wir für die gebrochenen und reflektierten Strahlen:

$$J_t'''' = \frac{1}{2} J \frac{1-\varrho_2}{1+\varrho_2} = \frac{1}{2} J \frac{1-\varrho}{1+7\varrho},$$

$$J_r'''' = \frac{1}{2} J \frac{2\varrho_2}{1+\varrho_2} = \frac{1}{2} J \frac{8\varrho}{1+7\varrho}.$$

Ich konnte feststellen, daß die eben dargestellte Berechnungsmethode der Strahlungsintensitäten auch von Fresnel angewendet worden ist, jedoch nur für eine gerade Anzahl von Platten[1]). Folglich wird die Helligkeit der Strahlen, welche ein System von n hintereinander aufgestellten Platten durchlaufen haben,

$$J_t^n = \frac{1}{2} J \frac{1-\varrho}{1+(2n-1)\varrho}$$

und die Helligkeit der reflektierten Strahlen

$$J_r^n = \frac{1}{2} J \frac{2n\varrho}{1+(2n-1)\varrho}.$$

[1]) A. Fresnel, *Oeuvres T.* **2.** *S. 789—792.*

Entfernt man die n Platten so weit voneinander, daß wiederholte Reflexionen zwischen ihnen nicht mehr stattfinden, so wird die Intensität der durch n Platten durchgelassenen Strahlen

$$J_t^{(n)} = \frac{1}{2} J \left(\frac{1-\varrho}{1+\varrho} \right)^n = \frac{1}{2} J \left(\frac{2\mu^2}{\mu^4+1} \right)^n$$

sein. Der letzte Ausdruck nimmt mit der Zunahme von n rascher ab als der erste. In der folgenden Tabelle sind die Werte der Intensitäten J_t^n und $J_t^{(n)}$ für verschiedene n berechnet, und zwar in Prozenten des einfallenden Lichtes.

n	J_t^n	$J_t^{(n)}$
5	36,54	22,53
10	22,36	5,08
14	17,06	1,54
16	—	0,847
18	—	0,466
20	12,59	0,26

Da die Fresnelschen Formeln etwa 1 bis 2% geben, so kann man sich auf 14 bis 16 Platten beschränken. Mit der Zunahme der Plattenzahl nimmt die Intensität der Strahlen im ersten Falle sehr langsam ab und nähert sich nur asymptotisch dem Wert 0. Im zweiten Falle werden schon bei 14 Platten unter dem Winkel der totalen Polarisation nur 1,5% der in der Einfallsebene polarisierten Strahlen durchgelassen. Da keine wiederholten Reflexionen vorhanden sind, wird auch das diffuse Licht beseitigt, welches, wie bereits erwähnt, beim Gebrauch des Glasplattensatzes für wissenschaftliche Untersuchungen das Haupthindernis bildet. Es gehen also schließlich durch den Glasplattensatz die senkrecht zur Einfallsebene polarisierten Strahlen von der Intensität $^1/_2 J$ und die in der Einfallsebene polarisierten Strahlen von der Intensität $J_x = 0{,}0154$, welche zusammen der Quan-

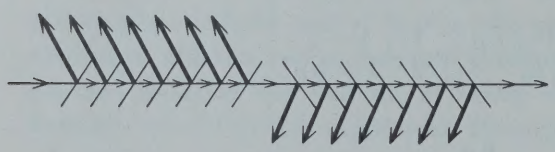


Abb. 1.

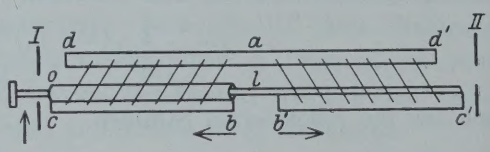


Abb. 2.

tität der senkrecht zur Einfallsebene polarisierten Strahlen $^1/_2 J_x\, 0{,}9846 + {}^1/_2 J_x\, 0{,}0308$ des natürlichen Lichtes äquivalent sein werden. Seine Quantität wird 3,12% der ersten Strahlen ausmachen. Dieses Verhältnis kann man noch weiter herabsetzen durch Vergrößerung des Einfallswinkels der Strahlen.

Auf Grund dieser Überlegungen habe ich folgenden polarisierenden Glasplattensatz hergestellt (Abb. 1 u. 2). 14 Platten aus gewöhnlichem Spiegelglas ($51 \times 35 \times 2$ mm) sind gleichmäßig auf zwei sich auseinander schiebenden Rahmen $abcd$ und $ab'c'd'$ befestigt. Jeder Rahmen besteht aus einer beweglichen Stange bc und $b'c'$ und einer ihnen beiden gemeinsamen unbeweglichen Stange dad'. Die beweglichen Stangen sind mit der festen durch 14 Messingstreifen (T-Profil) von 12 mm Breite und 60 mm Länge verbunden. An diesen Messingstreifen sind die oben erwähnten Glasplatten befestigt. Die Verschiebung der beiden beweglichen Stangen bc und $b'c'$ (jede von 214 mm Länge) kann an einem Messinglineal von 535 mm Länge eingestellt werden. Die für beide Rahmen gemeinsame Messingstange dd' ist mit dem Lineal fest verbunden. Durch Verschiebung der Stangen bc und $b'c'$ kann man die Glasplatten unter einem beliebigen Winkel (in gewissen Grenzen) zu den auf sie fallenden Strahlen stellen. Durch diese Vorrichtung ist es möglich, sorgfältiger die Abhängigkeit der Intensität des durch den Glasplattensatz durchgelassenen Lichtes vom Einfallswinkel zu untersuchen. Senkrecht zum Grundmessinglineal sind zwei Messingscheiben I, II von 80 mm Durchmesser angeschraubt, in deren Mitte kreisförmige Öffnungen von 40 mm Durchmesser ausge-

schnitten sind. Die Messingscheiben liegen in halbrunden Untergestellen von demselben Durchmesser, die auf eine Eichenplatte aufgeschraubt sind. Daher kann der ganze Glasplattensatz um die Horizontalachse gedreht werden. An der beweglichen Stange $b'c'$ ist ein dicker Draht l angelötet. Eines seiner Enden bewegt sich frei innerhalb einer langen an der zweiten Stange bc angelöteten Röhre 0 und ragt daraus hervor. Stellt man mit Hilfe dieses Drahtes die Stange $b'c'$ im ersten Rahmen um, so wird sich die Stange bc im zweiten Rahmen in der entgegengesetzten Richtung bewegen, dank dem durch seine Röhre durchgelassenen Draht. Mittels einer solchen Vorrichtung kann man gleichzeitig und gleichmäßig bei beiden Rahmen die Einfallswinkel der Strahlen auf die Glasplatten verändern, wobei sich beide Plattensysteme zu- oder voneinander bewegen werden. Eine solche umgekehrte Bewegung der Platten ist notwendig, damit die durch die Glasplatten verursachte Parallelverschiebung der Strahlen vermieden wird. Außer den oben erwähnten vertikalen Seitenringen sind noch Blenden vorhanden, deren Öffnungen dem durchgelassenen polarisierten Strahlenbündel angepaßt sein müssen. Um das Außenlicht zu vermeiden, ist der ganze Glasplattensatz mit einer Röhre aus schwarzem Papier bedeckt. Werden die Glasplatten ungefähr auf den Einfallswinkel der Strahlen $i = \operatorname{arctg} \mu$ eingestellt, so wird sich bei der Untersuchung mit einem Nicolschen Prisma zeigen, daß die aus dem Glasplattensatz austretenden Strahlen eine Beimischung von natürlichem Licht enthalten. Beim Vergrößern des Winkels i durch Auseinanderschieben der Platten erhält man eine gleichmäßige Verdunkelung des Gesichtsfeldes, und zwar genau so, als wenn ein Nicolsches Prisma an Stelle des Glasplattensatzes benutzt worden wäre.

Folgende Übelstände finden sich bei dem in oben angegebener Weise abgeänderten Glasplattensatz:

1. Ein geringes Gesichtsfeld.

2. Eine ziemlich bedeutende Länge (bei der oben erwähnten Dimension beträgt die Länge 56 cm).

3. Eine ziemlich bedeutende Lichtabsorption, welche durch die unproduktiv große Dicke (ca. 2,07 mm) der Glasplatten bedingt ist.

Diese Nachteile werden andererseits durch folgende Vorzüge ausgeglichen:

Der Glasplattensatz gibt die Möglichkeit der Verfertigung homogener Polarisatoren von einem beliebig großen Querschnitt und übertrifft in dieser Hinsicht alle polarisierenden Prismen. Er ist ein äußerst zugänglicher und einfacher Apparat, den ein jeder sich selbst verfertigen kann. Der Wert des Glasplattensatzes ist sehr gering; durch einen solchen Glasplattensatz kann man, ohne ihm zu schaden, Strahlen von einer beliebig großen Intensität durchlassen, was bei gewöhnlichen polarisierenden Prismen nicht möglich ist.

Physikalisches Laboratorium des elektrotechnischen Instituts in Leningrad.

Zur Frage des Suchers für photographische Apparate.

Von

K. Fischer in Hann.-Münden.

Übersicht: Die verschiedenen Möglichkeiten, den Sucher für photographische Apparate so durchzubilden, daß er gleichzeitig die Scharfeinstellung übernimmt, werden aufgezeigt und die dem heutigen Stande der Feinmechanik und Optik angemessensten Ausführungsformen besprochen.

Mit der Entwicklung der photographischen Optik in der Richtung immer größerer Lichtstärke wird die Frage nach einer geeigneten Suchervorrichtung immer akuter.

Genügten für die photographischen Kammern des letzten Jahrzehntes — der geringen Lichtstärke von 1:6,8 entsprechend — Sucher, die im wesentlichen den Bildausschnitt richtig zeigten, und konnte man sich bezüglich der Scharfeinstellung mit den üblichen kleinen Skalen an der Objektivfassung bzw. dem Auszug zufriedengeben, so ist heute umgekehrt die Scharfeinstellung in den Vordergrund zu rücken, auch wenn damit der Verzicht auf das Erfassen des Bildausschnitts verbunden ist. Vielfache Erfahrung des photographischen Unterrichts zeigt, daß es auch geübten und ernsten Lichtbildnern außerordentlich schwer fällt, Entfernungen von 2 m auf 20 cm, Entfernungen von 5 m auf 1 m genau zu schätzen, während es selbst den Anfängern nach kurzer bewußter Übung leicht gelingt, den Bildausschnitt richtig zu schätzen; ganz abgesehen davon, daß ein unscharfes Bild wertlos ist, wogegen der große Bildwinke photographischer Objektive ein gänzliches Verschwinden des Hauptmotivs aus dem Bereich fast ausschließt.

Der Einwand, zur richtigen Einstellung sei eben die Mattscheibe da, ist aus mehreren Gründen nicht stichhaltig. Einmal dauert die Einstellung mit der Mattscheibe viel zu lange, wenn es sich um die bewegten Objekte des täglichen Lebens handelt und dann schließt der Zeitverlust beim Wechseln der Kassette gegen die Mattscheibe diese Aufnahmen völlig aus. Wir brauchen gar nicht einmal an den schwierigen Fall zu denken, daß eine auf uns zugehende Person oder ein langsam fahrendes Auto aufzunehmen sei, schon in dem viel häufigeren Fall einer Bildnis-Freilichtaufnahme aus der Hand zeigen sich die Mängel der Einstellung auf der Mattscheibe: für ein Objektiv von kurzer Brennweite (12 cm) und 1:4,5 Öffnung und dem großen Abstand von 2 m ist die Mattscheibe beim Einstellen (um das Mattscheibenbild in der deutlichen Sehweite vor sich zu haben) um 25 cm dem Gegenstand näher als bei der unmittelbar folgenden Aufnahme, bei welcher man die Kammer zwecks ruhigen Haltens an der Stirne zu stützen pflegt. Der Tiefenbereich erstreckt sich aber für die angegebenen Bedingungen nur 10,5 cm nach beiden Seiten, selbst wenn wir die hohe Unschärfe von 0,1 mm zulassen, die einer späteren nachträglichen Vergrößerung sehr hinderlich sein wird. Bei der eigentlichen Aufnahme tritt aber der Gegenstand um mehr als das Doppelte des Tiefenbereichs aus der eingestellten Ebene heraus, nämlich um 25 cm. In der Praxis liegen die Bedingungen meist wesentlich ungünstiger: die für die angenommene Entfernung gültige Bildgröße (für den Kopf z. B. 15 mm) genügt gerade dem Anfänger nicht, er tritt infolgedessen noch näher heran und der Fehler wird noch größer, denn ein Objektiv von 15 cm hat bei der heute normalen Lichtstärke von 1:3,5 nur mehr 1,5 cm beiderseitigen Tiefenbereich. Diese Umstände führen den Verkäufer photographischer Kammern in das Dilemma, daß er einerseits im Interesse der vielseitigen Verwendbarkeit zu einem möglichst lichtstarken Objektiv raten, andererseits aber sofort davor warnen muß, diese Lichtstärke nun auch auszunützen. Auch wenn die Entfernung durch andere Mittel, etwa durch die ziemlich genau arbeitenden und preiswerten, kleinen Entfernungsmesser festgestellt wird, kann dieser Gewinn nur dann ausgenützt werden, wenn der Gegenstand zwischen Messung und Aufnahme seine Entfernung nicht ändert und wenn die Entfernungsskala des Apparates genügend genau unterteilt ist. Ersterer Umstand schließt den Entfernungsmesser für die Aufnahmen des täglichen Lebens aus, z. B. für Straßenszenen, Aufnahmen im Tiergarten usw., also gerade für Momente, wo die Lichtstärke nutzbringend zu verwenden wäre, der zweite Umstand verhindert die Verwendung des Entfernungsmessers nachträglich für Apparate mit ungenauer Skala. Für ein Objektiv von 1:3,5 und 15 cm z. B. ist eine Unterteilung in 10 cm für die Entfernung 1 — 2 m, in 20 cm für 2 — 3 m, in 30 cm für

3 — 4 m usw. notwendig, ferner muß der Entfernungszeiger auf mindestens 0,3 mm genau eingestellt und abgelesen werden können, Bedingungen, die auch bei den sog. „Präzisionskammern“ nie erfüllt sind.

Die beste Lösung scheint auch heute noch in Form der Spiegelreflexkammer vorzuliegen. Einer ihrer Hauptnachteile ist der um 40 cm gegenüber der Augenhöhe niedrigere Aufnahmestandpunkt. Er schließt sie für Bildnisse aus und erschwert ihre Anwendung auch für den, der die Sportphotographie aus Sport treibt, weniger für den, der sie als Beruf ausübt, weil letzterem die Pressekarte jenen Standpunkt gewährt, von dem aus sich die Froschperspektive nicht auswirkt; der Vorteil, das Bild auf der Mattscheibe bis unmittelbar vor der Aufnahme einstellen zu können, wird weit überschätzt. Es ist das Verdienst der Firma Carl Zeiss, Jena[1]) ausdrücklich auf die jedem mit der Spiegelkammer Vertrauten bekannte Tatsache hingewiesen zu haben, „daß zwischen Spiegeldrehung und Verschlußauslösung mindestens $^1/_5$ Sekunde vergeht. In dieser Zeit nähert sich bei langsamem Gehen eine Person um 15 cm, bei schnellem Gehen um 30 cm. Nimmt man das Hochklappen des Spiegels, um Erschütterungen zu vermeiden, langsamer vor, so können leicht $^3/_5$ Sekunden zwischen Einstellung und Aufnahme vergehen, die Abstandsänderung wird dann 45 — 90 cm. Man sieht daraus, wie genau man, ebenso wie beim Schießen auf verschiedenes Wild in verschiedener Entfernung, auch beim Arbeiten mit lichtstarken Objektiven das ‚Vorhalten‘ bemessen muß“. Selbst wenn man verschiedene andere Nachteile, die Ausschaltung aus dem gesamten Blickfeld durch das beschränkte Sehfeld des Objektivs, das hohe Gewicht usw. außer Betracht läßt, kann die Spiegelkammer nicht als die Patentlösung angesehen werden. Endlich kann die Mattscheibeneinstellung, sei es durch die Spiegelkammer oder auf die gewöhnliche Methode, überhaupt nicht als zureichend erklärt werden, sobald es sich um Brennweiten um 50 mm und darunter handelt. Da aus der normalen Sehweite Einzelheiten unter 0,1 mm verschwinden, läßt sich mit freiem Auge nicht genauer einstellen, obwohl für die Kleinbildkammern in Anbetracht der späteren Vergrößerung eine Schärfe von 0,03 mm erwünscht und als Korrektion auch durchaus erreichbar ist. Einstellung mit der Lupe bringt kaum Vorteile, da bei der üblichen, wenig sorgfältigen Herstellung der Mattscheiben Details unter 0,1 mm kaum erkennbar sind. Daß man jedoch bezüglich des Mattscheibenkorns wesentlich weiter gehen kann, zeigte die Sonderanfertigung einer Mattscheibe[2]), welche Details von 0,02 mm erkennen ließ. Eine solche Mattscheibe läßt bereits unzerstreutes Licht durchgehen, man sieht z. B. den Glühfaden einer Lampe ganz scharf, und zwar rot hindurch, ein Zeichen, daß bei dieser Mattscheibe die matte Seite bereits plan zu werden begann. Eine ideale Mattscheibe sollte wie Abb. 1 aus unmittelbar aneinander liegenden Linsen äußerst kurzer Brennweite bestehen: in dem Augenblick, in welchem das Bild direkt auf die vielen, kleinen Kugelflächen fällt, ist es für ein fernes Auge als Bild erkennbar; in allen anderen Fällen werden die Lichtpunkte, die das Bild zusammensetzen, ihrerseits durch die unendlich vielen, kleinen Linsen kürzester Brennweite in anderen Ebenen und Richtungen, d. h. zerstreut abgebildet. Eine solche ideale Mattscheibe läßt sich durch den Schleifprozeß nicht herstellen, weil dieser seinem Prinzip nach die erhabensten Stellen zuerst und am stärksten angreift, die Mattscheibe sieht dann wie Abb. 2 aus, wirksam sind nur

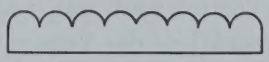


Abb. 1.

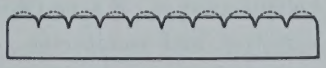


Abb. 2.

[1]) Druckschrift P 258 über das Tessar 1 : 2,7 S. 11

[2]) Der Fa. Carl Zeiss, welche diese Sonderanfertigung vornahm, sei auch an dieser Stelle für ihre Freundlichkeit gedankt.

die kleinen Rillen zwischen den „Linsen", während die plan abgeschliffenen Linsenflächen als Planplatte wirken, also unzerstreutes Licht hindurchtreten lassen. Verfasser hat auf anderem Wege versucht, die ideale Mattscheibe nachzuahmen, indem er feinst geschlämmtes Diamantpulver auf eine mit Kanadabalsam überzogene Glasplatte stäubte und mit einer zweiten Glasplatte verkittete. Die Diamantkörnchen wirken im umgebenden Medium von $n = 1{,}5$ wie Linsen sehr kurzer Brennweite; die Mattscheibe erwies sich als sehr hell und auch für die Lupenvergrößerung von 20fach als praktisch kornlos; 1 mm über normalen Druck von 2 mm Buchstabenhöhe gehalten, ließ sie diesen nicht mehr lesen, Mattscheiben von grobem Korn zeigen die gleiche Leistung, feinkörnige lassen die Schrift noch aus 3—4 mm lesen. Trotzdem sei von einer allgemeinen Empfehlung solcher Mattscheiben abgesehen, da sie nicht gleichmäßig genug hergestellt werden können.

Kann es sonach als erwiesen gelten, daß für die heutigen Apparate grundsätzlich neue Sucher-Einstellvorrichtungen notwendig sind, so ist zu erwägen, welche Wege zu diesem Ziele führen könnten. Der direkte und wohl auch aussichtsreichste Weg wäre die Wahl eines Entfernungsmessers[1]), dessen Einstelltrieb in geeigneter Weise mit der Einstellvorrichtung der Kammer verbunden wäre. Wenn auch die Entfernungsmesser in der letzten Zeit für die Zwecke des Liebhaberphotographen (als Doppelbildentfernungsmesser) bereits weitgehend vereinfacht und durchgebildet wurden, so wird dieser Weg doch kaum in Frage kommen, da für die Kupplung der Bewegung des Entfernungsmessers und der Kammer einerseits der Entfernungsmesser vergrößert und andererseits an der Einstellvorrichtung der Kammer kostspielige Änderungen vorgenommen werden müßten. Von der Preisfrage abgesehen, wäre aber diese Lösung im Vorteil, weil man grundsätzlich durch Steigerung des Objektivabstandes die Meßgenauigkeit, durch Steigerung der Objektivgröße die Helligkeit des Suchers erhöhen könnte und weil das zweite Auge freien Ausblick über das gesamte Bildfeld hätte. Die gleichen Vorteile würde ein nach dem stereoskopischen Prinzip arbeitender Entfernungsmesser besitzen, darüber hinaus noch die Annehmlichkeit, das Bild wie in einem normalen Feldstecher vergrößert zu zeigen. Die Zukunft muß entscheiden, ob es rationeller ist, die Kammern unter erheblicher Erhöhung des Preises mit Spiegelreflexeinrichtung zu versehen oder den gleichen Mehrpreis für einen einfachen Entfernungsmesser mitsamt der auf das Objektiv arbeitenden Kupplung anzusetzen. Vorerst wird man nach einfacheren Methoden Umschau halten. Als solche bietet sich zunächst die Verwendung eines gleichbrennweitigen Sucherobjektives, das direkt von der Standarte oder, bei Schneckengangfassung des Objektivs, von einem in die Sonnenblende einzuschraubenden Fassungsring getragen wird. Der Forderung nach möglichst geringem Gewicht kann man durch Verwendung der für Feldstecher üblichen Objektivlinsen entsprechen, deren Bildgüte und nutzbarer Bildwinkel für den vorliegenden Zweck vollauf genügt. Solche Objektive haben beispielsweise die Öffnung 1:5,5, bedürfen, da verkittet und somit eine mechanische Einheit darstellend, nur einer leichten Fassung und sind wegen der geringen Zahl der Flächen gegen Luft bedeutend Lichtstärker als die photographischen Objektive. Der letztere Punkt ist wichtig, da sich das Bild auf der Mattscheibe um so rascher und müheloser einstellen läßt, je heller es ist. Anderseits ist eine größere Öffnung als 1:5 für das Sucherobjektiv nicht erforderlich, da es sich, wenn überhaupt die Verwendung solcher Sucher notwendig ist, immer um helle Gegenstände handelt, die eine kurze Momentbelichtung zulassen. An den Ort des

[1]) A. König, Die Fernrohre und Entfernungsmesser. Berlin, 1923.

Bildes kommt eine Mattscheibe mit möglichst feinem Korn, und das Bild auf ihr wird mit einer Lupe von 5—8 cm Brennweite eingestellt, damit die Länge des ganzen Sucherfernrohres nicht zu groß wird. Die Bildaufrichtung wird am einfachsten durch ein Dachprisma vorgenommen, das entweder zwischen Augenlinse des Okulars und Auge[1]) oder dingsseitig vor das Objektiv geschaltet wird. Letztere Vorrichtung ist wegen Gewicht und Preis nur bei kleinen Objektivdurchmessern (kurzen Brennweiten) möglich, empfiehlt sich deshalb vor allem für Kinoapparate. An die seitenverkehrte Abbildung gewöhnt man sich bald, da sowieso das freie Auge das Gesamtbild beherrscht. Es ist noch zu untersuchen, welche Genauigkeit bei der optischen Abpassung der Brennweiten von Sucherobjektiv zum Aufnahmeobjektiv erforderlich ist, um zwischen ∞ und 2 m (dem üblichen Bereich der Schneckengangfassungen) Einstellfehler zu vermeiden. Die nachstehende Tabelle zeigt die Werte für ein 250-mm-Objektiv, für andere Brennweiten sind sie proportional der Brennweite.

Tab. 1. Abgleichung vom Sucher- zum Hauptobjektiv.

Entfernung	Bildweite für			bei Abgleichung auf 2 m			
				sind die Differenzen gegen 250 mm		sind die Zerstreuungskreise für 1:3,5 Öffnung	
m	$f = 249$ mm	$f = 250$ mm	$f = 251$ mm			mm	mm
2	284,38	285,72	287,02	0	0	0	0
5	262,05	263,15	264,25	— 0,24	+ 0,20	0,079	0,057
20	252,15	253,18	254,18	— 0,31	+ 0,30	0,089	0,086
∞	249,0	250,0	251,0	— 0,32	+ 0,32	0,092	0,091

Sonach ist also eine ziemlich genaue Anpassung (auf ca. $^1/_2$%) notwendig; allerdings sind im Beispiel die Bedingungen besonders scharf (1:3,5 Öffnung, Abpassung auf 2 m, d. h. gleich dem Achtfachen der Brennweite). Der niedrige Preis, zu dem die erwähnten, einfachen Objektive herstellbar sind, würde es wohl ermöglichen, wenigstens für die hauptsächlich gebräuchlichen Brennweiten derartige Sucherlinsen, nach 0,5 mm Brennweite sortiert, vorrätig zu halten. Da namhafte, optische Fabriken[2]) ihren Objektiven einen Prüfzettel beigeben, auf dem die genaue Brennweite des Objektivs vermerkt ist, ist die Arbeit des Aussuchens des passenden Sucherobjektivs noch mehr verringert als beispielsweise bei der nachträglichen Abpassung zweier Stereoobjektive. Die Abgleichung selbst müßte von jedem photographischen Fachgeschäft vorgenommen werden können und wenn auf diese Weise ein gelinder Druck auf die in Frage kommenden Händlerkreise ausgeübt würde für die notwendige optische Fachausbildung ihrer Verkäufer zu sorgen, dann wäre dies gewiß kein Nachteil (s. u. a. die Ausführungen von A. Sonnefeldt, Jena[3]). Soll das Sucherobjektiv auch für die Aufnahme ganz naher Objekte benützt werden, was insbesondere bei naturwissenschaftlichen Aufnahmen im Freien notwendig ist (Schmetterlinge an Blüten u. a.), dann ist die Abgleichung der Objektive noch wesentlich genauer vorzunehmen (von 1 m bis ∞ z. B. für ein 250-mm-Objektiv auf 0,2 mm). Die Schwierigkeit wird umgangen, wenn man die Suchermattscheibe einstellbar anordnet; mechanisch läßt sich dies am einfachsten dadurch erreichen, daß man das Okular, für das man sich entschieden hat, mit Dioptrieneinstellung wählt

[1]) Lupen mit Umkehrprismen werden seit längerer Zeit von der Voigtländer A.-G. Braunschweig in den Handel gebracht.

[2]) Z. B. Voigtländer A.-G. Braunschweig.

[3]) *Phot. Korr. 1928. S. 377.*

und diese in der Fabrik so anfertigen läßt, daß mit dem Augenlinsenteil die Mattscheibe starr verbunden ist. Für gewöhnliche Aufnahmen läßt sich dann die Suchervorrichtung, deren Einzelteile besonders bequem an den sog. Sportkammermodellen angebracht werden können, ohne weiteres verwenden; für Nahaufnahmen genügt es, die Mattscheibe nach der ungefähren Entfernung zu stellen. Die Entfernung braucht nur ganz annähernd bekannt sein (für das 250-mm-Objektiv z. B. zwischen 1 und 2 m auf 0,5 m) im Gegensatz zu direkten Aufnahmen (Tiefenbereich des gleichen Objektivs auf 1 m: 1 cm!). Verfasser arbeitet seit längerer Zeit mit einem derartigen Sucher für ein 250-mm-Objektiv 1:3,5 zur vollsten Zufriedenheit[1]); eine zu diesem Objektiv passende Spiegelkammer würde allein ein Gewicht von 3,7 kg haben. Ausdrücklich sei nochmals darauf hingewiesen, daß für kleinere und weniger lichtstarke Objektive die Verhältnisse wesentlich günstiger liegen; in jedem Falle ist aber auf Zonenfreiheit des Objektivs besonders zu achten, anderenfalls die Abgleichung nur für eine bestimmte Blende gültig wäre.

Wenngleich die erwähnte Vorrichtung der Spiegelkammer insofern überlegen ist, als sie die Beobachtung dauernd gestattet, wegen der Lupenvergrößerung eine schärfere Einstellung ermöglicht und statt der Froschperspektive die normale Perspektive besitzt, so hat sie doch den Nachteil, daß die Einstellung wie bei der normalen Spiegelkammer mittels einer Mattscheibe erfolgt. Dieser Nachteil fällt bei langen Brennweiten nicht ins Gewicht, weil bei diesen das Bild so groß ist, daß das Mattscheibenkorn die Details nicht zerstören kann, um so bedenklicher ist aber dieser Nachteil für kleine Brennweiten und kleine Abbildung. Solange es nicht fabrikationsmäßig gelingt, die Mattscheiben zu verbessern, solange man darauf angewiesen ist, sie mittels des Schleifprozesses herzustellen, und solange man mit der Kornverfeinerung auch eine größere Einstellunsicherheit riskiert, wird man nach anderen Suchermethoden Umschau halten. Die nächstliegende Frage ist die, ob man nicht einfach die Mattscheibe weglassen kann. Sucherobjektiv und -okular würden dann wie ein astronomisches Fernrohr wirken. Es ist die Frage, mit welcher Genauigkeit sich das Auge auf eine Ebene akkommodieren kann, m. a. W. wie groß die Einstellgenauigkeit des Auges auf die verschiedenen Entfernungen ist, wie groß die Tiefe ist, die bei derselben Akkommodation scharf gesehen wird. Tabelle 2 bringt die in der bekannten Weise[2]) berechneten Werte für 4 und 2 mm Augenpupille und für ein hinter der Lupe auf ∞ akkommodiertes Auge unter der Annahme einer Sehschärfe von einer Bogenminute; daneben befindet sich die Sehtiefe, wenn der Akkommodationsspielraum des Auges von ∞ bis 25 cm zu Hilfe genommen wird und das Auge in unmittelbarer Nähe der Linse gedacht ist[3]). Die Tafel läßt ohne weiteres erkennen (die mm-Werte durch die relative Öffnung dividiert gedacht, z. B. 0,72 mm div. 4,5 = 0,16 mm Zerstreuungskreis), daß nur bei den kleinen Brennweiten, also starken Lupenvergrößerungen eine genügende Einstellgenauigkeit zu erhalten ist. Starke Okularvergrößerungen führen aber bei langen Brennweiten notwendig zu starken Fernrohrvergrößerungen mit ihren weiteren nachteiligen Folgen (kleines Gesichtsfeld), so daß man sich auf kurze Objektivbrennweiten beschränken muß.

---

[1]) Für die Überlassung des Sucherobjektives, die derzeit noch nicht im Handel erhältlich sind, sei der Fa. Carl Zeiss, Jena auch an dieser Stelle gedankt.

[2]) S. u. a. M. v. Rohr, Das Auge und die Brille, B. G. Teubner, Leipzig 1912 S. 3. A. König, Die Fernrohre und Entfernungsmesser, Julius Springer, Berlin 1923 S. 14.

[3]) Der Akkomodationsspielraum des Auges stört nicht, wenn das Auge um die Lupenbrennweite entfernt ist. Dies beschränkt jedoch das Gesichtsfeld (sog. Schlüssellochbeobachtung).

Tab. 2. Tiefenbereich mit Lupeneinstellung.

Entfernung	Lupen-vergrößerung	Einstelltiefe für 4-mm-Pupille	Einstelltiefe für 2-mm-Pupille	Tiefe, wenn der Akkomodationsspielraum des Auges ausgenützt wird
mm	×	mm	mm	mm
10	25	0,014	0,028	0,4
15	16	0,032	0,064	0,7
20	12	0,059	0,12	0,9
30	8	0,13	0,26	1,3
50	5	0,36	0,72	1,7
70	3,5	0,7	1,4	2,1
100	2,5	1,4	2,9	2,2
150	1,6	3,3	6,6	2,3
250	1	9	18	2,6

Welche Einstellgenauigkeit sich mit einem kurzbrennweitigen Objektiv von 50 mm erreichen läßt, zeigt die unmittelbar auf den Werten der vorigen Tabelle aufgebaute Tabelle 3, während Tab. 4 für das gleiche Aufnahmeobjektiv mit 1:1,5 bis 1:4,5 Öffnung und einer zulässigen Bildschärfe von 0,1 mm bzw. 0,02 mm die Tiefenbereiche für die gleichen Entfernungen zeigt. Allerdings ist die Schärfe von 0,02 mm bei 1:1,5 Öffnung eine Forderung die an die äußerste Grenze der optischen Korrektion und der fein-

Tab. 3. Tiefenbereich von Sucherfernrohren. Objektiv $f = 5$ cm.

Kombination	Sehtiefe	Einstellung auf Entfernung					
	∞	∞	10 m	5 m	2 m	1 m	0,5 m
Okular 10 mm	0,014 mm	bis 179 m	0,34 m	0,09 m	1 cm	2 mm	0,05 mm
Vergrößerung 5×	0,028	bis 100	1	0,23	4	5	0,15
Objektiv 20 mm ∅	0,4 (Akk)	bis 6,3	6,1	2,17	48	14	3 cm
Okular 15 mm	0,032 mm	bis 83 m	1,03 m	0,33 m	4 cm	5 mm	0,15 mm
Vergrößerung 3,3×	0,064	bis 39	1,88	0,57	9	22	0,2
Objektiv 13 mm ∅	0,7 (Akk)	bis 3,6	7,3	2,9	70	21 cm	3,2 cm
Okular 20 mm	0,058 mm	bis 28 m	1,88 m	0,48 m	9 cm	2,2 cm	0,2 mm
Vergrößerung 2,5×	0,12	bis 21	3,2	0,96	17	4	0,7
Objektiv 10 mm ∅	0,9 (Akk)	bis 2,8	7,8	3,2	80	25	5,5 cm
Okular 50 mm	0,36 mm	bis 7 m	5,9 m	2,1 m	42 cm	13 cm	2 cm
Vergrößerung 1×	0,72	bis 3,5	7,4	2,9	70	21	4
Objektiv 4 mm ∅	1,7 (Akk)	bis 1,5	8,7	3,8	120	38	10

Tab. 4. Tiefenbereich eines Kinoobjektivs 5 cm.

relative Öffnung	zuläss. Unschärfe in mm	Einstellung auf Entfernung					
		∞	10 m	5 m	2 m	1 m	0,5 m
1:1,5	0,1	bis 17 m	19 m	3,3 m	50 cm	11 cm	30 mm
	0,02	bis 85	2,5	0,58	10	2	6
1:2	0,1	bis 13 m	29 m	4,7 m	80 cm	15 cm	40 mm
	0,02	bis 62	3,3	0,8	12	4	8
1:3	0,1	bis 8 m	—	9,4 m	100 cm	25 cm	60 mm
	0,02	bis 42	5,2 m	1,2	20	5	12
1:4,5	0,1	bis 5,5 m	—	47 m	160 cm	37 cm	110 mm
	0,02	bis 28	8,3 m	1,9	29	7,5	18

mechanischen Durchbildung des Aufnahmegerätes geht. Der Vergleich der Tafeln zeigt deutlich, daß (bei Ausschluß der Akkommodationstiefenbereiche von 0,4, 0,7, 0,9, 1,7 mm) die Einstellung mittels Sucher mehr als ausreichend genau ist. Beispiel: für die Kombination 5-cm-Objektiv und 20 mm Okular sind die Tiefen (der Bereich eines Kameraobjektives 5 cm 1 : 3 mit der sehr hohen Anforderung von 0,02 mm an die Schärfe ist in Klammern beigefügt) für die Entfernungen 10 m, 5 m, 2 m, 1 m, 0,5 m: bis 20,8 m (42); 3,2 m (5,2); 96 cm (120); 17 cm (20); 4 cm (5); 0,7 mm (12 mm). Die Einstellgenauigkeit der Suchervorrichtung reicht also in allen Fällen (mit Ausnahme vielleicht der ∞ Entfernung, die man nach Marke einstellen wird) mindestens aus und zeigt sich gerade bei den nächsten Entfernungen am günstigsten. Dabei muß wiederholt betont werden, daß man praktisch doch eine größere Unschärfe, etwa 0,05 mm, zulassen muß, so daß das angegebene Sucherobjektiv auch für die Öffnung 1 : 1,5 und damit für alle praktisch denkbaren Fälle ausreicht. Da es keinen Zweck hat, den Objektivdurchmesser größer zu wählen als ihn die Augenpupille von 4 mm verlangt, für das gegebene Beispiel also 10 mm (Austrittspupille = Objektivdurchmesser : Vergrößerung), läßt sich das Umkehrprisma mit dem Objektiv zu einer mechanischen Einheit werbinden und so die kurze Tubuslänge bei geringem Gewicht beibehalten.

Es ist noch die Frage zu erörtern, inwieweit man mit eigens darauf gerichtetem Willen die akkommodative Einstellung des Auges auf einer bestimmten Entfernung, speziell auf der Unendlichkeitsentfernung halten kann. Der praktische Versuch zeigt, daß immerhin die Werte eingehalten werden, die in den Tabellen für die 2 mm Pupille angegeben sind. Diese Eigenschaft unseres Gesichtssinnes soll noch an einem Beispiel genauer gezeigt werden, weil die richtige Auffassung des Sehvorganges zum Verständnis des Nachfolgenden erheblich ist: Stellen wir ein auf festem Stativ befindliches Fernrohr, etwa ein Prismenglas einäugig auf ein unendlich entferntes Objekt ein, dann werden wir an der Dioptrienteilung des Okulars eine bestimmte Zahl ablesen können (z. B. + 1,5), deren Wert natürlich der jeweiligen Weit- bzw. Kurzsichtigkeit entspricht. Setzen wir nun das Auge ab (das andere Auge muß sowieso beim Versuch immer mit der Hand abgeblendet werden, damit seine Akkommodation auf irgendwelche Gegenstände der Nähe oder Ferne die Akkommodation des eigentlich beobachtenden Auges nicht „mitnimmt") und stellen das inzwischen verdrehte Okular neuerdings ein, dann werden wir mit sehr hoher Genauigkeit die frühere Einstellung (also + 1,5) wieder erhalten. Die Sachlage ändert sich aber sofort, wenn der Gegenstand sich auf uns zu bewegt: wir lassen eine Person auf uns zugehen und halten ihr Bild im Fernrohr durch Verdrehen des Okulars immer scharf und gefühlsmäßig in der Unendlichkeitsebene; auf ein bestimmtes Zeichen macht die Person halt und wir lesen die Dioptrienteilung ab, z. B. + 6,5. Stellen wir nun neuerdings auf die ruhende und immer noch in der gleichen Entfernung befindliche Person ein, jetzt „in Ruhe", so erhalten wir etwa + 8,2 Dioptrien, ein Beweis dafür, daß wir mit der Okularverstellung immer hinter der tatsächlichen Bildverstellung zurück waren und daß die Akkommodation des Auges diese Differenz ausgeglichen hat. Bei beweglichen Gegenständen, oder allgemein bei Ablenkung durch äußere Umstände läßt sich das Auge in einer bestimmten Akkommodation nicht halten (selbst die Absicht vorausgesetzt, „vergessen" wir darauf), eine Tatsache, die wohl einleuchtet, wenn wir bedenken, daß unser Auge gewohnheitsmäßig fortwährend seine Blickrichtung und Akkomodation wechselt und uns eine Änderung der Akkommodation weder beschwerlich noch bewußt wird. Es ist also die Frage, durch welche Mittel wir die Akkommodation etwa auf die Unendlichkeitsebene erzwingen oder wenigstens in ihr festhalten könnten. Man könnte daran denken, in der vorderen Brennebene des Okulars

ein Strichkreuz anzubringen und dadurch das Auge in der Unendlichkeitsakkommodation zu halten; verstellt man das Okular so, daß der bewegliche Gegenstand und das Strichkreuz scharf gesehen werden, dann ist der Akkommodationsspielraum des Auges ausgeschaltet. Die Erfahrung zeigt jedoch, daß auch der an derlei Aufgaben gewöhnte Beobachter bei der Annäherung des Gegenstandes auf die gleichzeitige Scharfstellung der Marke vergißt, so daß der in Frage kommende Übelstand keineswegs beseitigt, wenn auch vielleicht etwas gemildert ist; der eigentliche Gegenstand ist eben im Vergleich zur Marke viel zu groß und zu auffallend und nimmt außerdem die Aufmerksamkeit rein sachlich viel mehr in Anspruch. Nur wenn man eine Mattscheibe, an deren Feinkörnigkeit hier aber wegen der starken Okularvergrößerung besonders hohe Anforderung gestellt werden, oder besser noch ein sog. Netzmikrometer verwendet, welches nicht nur an einzelnen Stellen, sondern über das ganze Bild hin, die Haltepunkte gibt, läßt sich der Akkommodationsspielraum des Auges ausschalten; man nimmt aber im Falle der Mattscheibe einen erheblichen Lichtverlust, in beiden Fällen die Zerstörung der Bildeinzelheiten in Kauf, was besonders dem an solche Beobachtungen nicht gewöhnten Laien unangenehm auffällt. Einfach und sehr wirksam läßt sich der Akkommodationsspielraum ausschalten, wenn wir das andere Auge irgendwie beteiligen können. Durch langjährige Übung sind nämlich die Akkommodationen beider Augen so streng aneinander gewöhnt, daß es schwer fällt, sich gegen diese Gewöhnung aufzulehnen. Im Falle unseres Beispieles — auf uns zugehende Person und Betrachtung durch ein Fernrohr — werden wir in jedem Falle genau die gleiche Einstellung erhalten wie bei ruhender Akkommodation auf Unendlich, wenn wir die auf uns zugehende Person mit dem einen Auge durch das Fernrohr, mit dem anderen direkt fixieren, was allerdings ein Fernrohr mit der Vergrößerung Eins voraussetzt[1]). Wer Stereobilder ohne Stereoskop durch Parallelstellung der Augenachsen und Akkommodation auf die Nähe sehen kann, wird sich leicht von der engen Aneinandergewöhnung der Augen überzeugen, wenn er zwei Stereobilder oder auch identische Abzüge, bzw. Marken (2 Bleistiftspitzen) betrachtet; sind beide in gleicher Entfernung, dann schmelzen die Bilder ohne Störung zusammen, sobald aber das eine Bild um einige Millimeter genähert oder entfernt wird, haben wir sofort das Gefühl der Anstrengung, des Zwanges. Der genannte Vorteil würde sich für unsere Zwecke durch ein Sucherfernrohr mit der Vergrößerung 1 verwirklichen lassen, für welches die Daten aus Tab. 3 (Tiefenbereiche für ein Objektiv 1:1,5 und Schärfe 0,1 mm in Klammern beigesetzt) — diesmal wegen der genauen Akkommodation der für die 4-mm-Pupille geltenden Spalte entnommen — für die Entfernungen 10 m, 5 m, 2 m, 1 m, 0,5 m sind: bis 7 m (17); 6 m (19); 2 m (3,3); 42 cm (50); 13 cm (11); 2 cm (3). Obwohl also die Zusammenstellung etwas ungünstiger ist als die frühere, reicht sie dennoch für die Anforderungen der Praxis durchaus. Der Nachteil aller beschriebenen Suchervorrichtungen, das kleine Gesichtsfeld, kommt bei einem Fernrohr mit der Vergrößerung 1 nicht zur Wirkung, weil sich an dieses kleine Gesichtsfeld unmittelbar das Feld des freien Auges anschließt, eine Erfahrung übrigens, die durch die praktische Brauchbarkeit des erwähnten Zielfernrohres erhärtet wird. Somit kann das Sucherfernrohr mit der Vergrößerung 1 als die prinzipiell beste Lösung angesprochen werden, besonders dann, wenn die Objektivbrennweite noch verringert werden kann. Für andere Vergrößerungen läßt sich die geringe Akkommodationsbreite des suchenden Auges durch Anbringung einer Mattscheibe oder eines Netzmikrometers in der Bildebene oder durch Wahl einer sehr kurzen Oku-

[1]) Solche Fernrohre werden als Zielfernrohre zum Flüchtigschießen von der Firma Zeiss seit Jahren in den Handel gebracht; s. a. König: l. c. S. 118.

lar-Brennweite erreichen. Für lange Brennweiten führt die notwendige kurze Okularbrennweite auf starke Gesamtvergrößerungen und kleines Gesichtsfeld, weshalb dieser Weg nicht gangbar ist.

Kann sonach als erwiesen gelten, daß kurze Brennweiten für Sucherobjektive günstig sind, so ist die Frage, ob man nicht auch für lange Brennweiten ein Sucherobjektiv kurzer Brennweite verwenden könnte. Das ist tatsächlich möglich. Sei f die Brennweite eines Objektivs und b die zu einer gewissen Entfernung gehörige Bildweite, f' die Brennweite eines zweiten Objektivs und b' die zur gleichen Entfernung gehörige Bildweite, dann ist

$$\frac{b \cdot f}{b - f} = \frac{b' \cdot f'}{b' - f'} \qquad 1)$$

und nach Umstellung:

$$\frac{b - f}{b' - f'} = \frac{b \cdot f}{b' \cdot f'}. \qquad 2)$$

Die Gleichsetzung von

$$\frac{b \cdot f}{b' \cdot f'} = \frac{f^2}{f'^2} = k \qquad 3)$$

ist zulässig, wenn es sich um große Entfernungen handelt, wobei b nahe an f ist, und daraus folgt: die Einstellungsdifferenzen verschiedener Objektive gegen ihre Unendlichkeitsmarken ($= b - f$, bzw. $b' - f'$) stehen für gleiche Gegenstandsentfernung in einem konstanten Verhältnis. Im Sinne der Mechanik gesprochen: liegen zwei Objektive verschiedener Brennweite in Schneckengangfassung vor und sind die beiden Fassungen so abgeglichen, daß die Winkel zwischen der Unendlichkeits- und einer beliebigen Entfernungsmarke gleich sind, dann sind auch die Winkel für alle zwischenliegenden Entfernungsmarken gleich, o. m. a. W.: sind die Fassungen so abgeglichen, daß die Unendlichkeits- und (beispielsweise) die 2-Metermarke auf beiden Fassungen gleiche Winkeldistanz haben, dann sind die Fassungen auch für alle anderen Entfernungen abgeglichen: man hat nur nötig, die Triebknöpfe starr zu verbinden (praktisch schon längst bei den Stereoobjektiven gelöst) und kann dann entweder am langbrennweitigen Objektiv einstellen, womit gleichzeitig das kurzbrennweitige Objektiv richtig eingestellt ist oder umgekehrt. Das letztere Verfahren macht es möglich, auch für die Einstellung langbrennweitiger Objektive die Vorteile zu benützen, welche kurzbrennweitige Sucherobjektive gewähren. Die Formel 3) gestattet auch andere Einstellvorrichtungen, z. B. solche, die nach dem Storchschnabelprinzip arbeiten, überhaupt alle Vorrichtungen, die lineare Proportionalität der Bewegungen haben. Es wurde hier absichtlich die Schneckengangfassung gewählt, weil sie allgemein eingeführt ist und bei niedrigem Preis eine sehr hohe Genauigkeit zuläßt. Da sich die Schneckenfassung des Sucherobjektivs selbst nicht auf die vorhandene Fassung des Hauptobjektivs abstimmen läßt, wird man entweder durch Wahl der Brennweite des Sucherobjektivs das Zusammenfallen der Marken herbeiführen oder die Brennweite des Sucherobjektivs ändern. Ohne Beeinträchtigung der Bildgüte kann dies erreicht werden, wenn man als Sucherobjektiv einen (billigen) Aplanattypus wählt, dessen Bildgüte vollkommen ausreicht, und seine Hälften so lange nähert oder entfernt, bis bei Einstellung der Unendlichkeits- und der 2-Metermarke sowohl Haupt- wie Sucherbild scharf sind. Dann stimmt die Eichung auch für die zwischenliegenden, d. h. für alle Entfernungen. Die Frage, inwieweit die Vernachlässigung der Formel 2) bzw. 3) zulässig ist, beantwortet nachstehende Tabelle. Gleichzeitig ist angegeben, welcher Restfehler für den (absichtlich sehr ungünstig gewählten) Fall bleibt, daß ein 20-cm-Objektiv durch ein

Objektiv von 5 cm geführt werden soll. Als Lichtstärke des 20-cm-Objektivs wurde 1:3,5 genommen und hierfür die Zerstreuungskreise angegeben. Die Einstellgenauigkeit reicht auch für diesen ungünstigen Fall aus, wenn man berücksichtigt, daß für eine Brennweite von 20 cm bei 1:3,5 Öffnung noch gut 0,2 mm Unschärfe zugelassen werden können[1]).

Tab. 5. Kupplung der Schneckengangfassungen langbrennweitiger Objektive mit solchen kurzbrennweitiger Objektive.

Entfernung	Bildweiten b für Brennweiten von				Zerstreuungskreise eines Objektives 20 cm 1:3,5 bei Abgleichung auf	
	5 cm	10 cm	15 cm	20 cm	∞	4 m
m	mm	mm	mm	mm		mm
∞	50,00	100,00	150,00	200,00	—	—
25	50,100	100,40	150,90	201,6	—	0,13
15	50,168	100,68	151,51	202,7	—	0,12
10	50,254	101,01	152,28	204,1	—	0,11
8	50,31	101,25	152,87	205,07	0,03	0,1
6	50,42	101,70	153,85	206,9	0,04	0,085
4	50,63	102,55	155,82	210,55	0,1	0
3	50,85	103,45	157,9	214,3	0,2	0,07
2	51,28	105,27	162,18	222,2	0,5	bis ca. 2,7 m
1	52,63	111,11	176,45	250,0	—	scharf

Entfernung	Diff. Bildweite gegen Brennweite $(b-f)$				$(b-f)$ berechnet nach Formel	Diff. ber. — gef.
	5 cm	10 cm	15 cm	20 cm		
m	mm	mm	mm	mm		mm
∞	0	0	0	0	—	—
25	0,10	0,4	0,9	1,6	1,6	0
15	0,168	0,68	1,51	2,7	2,69	0,01
10	0,254	1,01	2,28	4,1	4,06	0,04
8	0,31	1,25	2,87	5,07	4,97	0,10
6	0,42	1,70	3,85	6,9	6,75	0,15
4	0,63	2,55	5,82	10,55	10,1	0,45
3	0,85	3,45	7,9	14,3	13,6	0,7
2	1,28	5,27	12,18	22,2	20,5	1,7
1	2,63	11,1	26,5	50,0	42	8

Zusammenfassung: Die durch die Entwicklung lichtstärkster Objektive notwendig gewordene Genauigkeit der Entfernungseinstellung kann in folgender Weise mit der Suchervorrichtung verbunden werden:

1. Sucherobjektiv mit genau gleicher Brennweite, am Ort des Bildes befindet sich eine Mattscheibe, ca. 3 malige Lupenvergrößerung.

2. wie 1, jedoch an Stelle der genauen Abgleichung der Brennweiten Korrektionsfassung der Mattscheibe für die annähernd bekannten Entfernungen.

3. Sucherobjektiv kurzer Brennweite mit starker Okularvergrößerung[2]).

---

[1]) S. u. a. Druckschrift P 258 von Zeiss S. 10.

[2]) Sucher für ein Plasmat 1:1,5 5 cm aus 15 mm ⌀ Objektiv, davor Dachprisma gleicher Öffnung und monozentrisches Okular (Zeiss) 18 mm mit bestem Erfolg benützt.

4. wie 3, jedoch schwache Okularvergrößerung und Mattscheibe oder Netzmikrometer am Bildort.

5. wie 3, jedoch Gesamtvergrößerung des Fernrohres 1 (Ideallösung).

6. Verwendung der Sucher nach 3—5 für lange Hauptbrennweiten durch Kupplung der zwei Schneckengangfassungen mit optischer Abstimmung.

7. wie 6, jedoch Korrektion von Restfehlern wie 2.

Die „Megor"-Lampe.

Von
Ing. **Karl John** in Stuttgart-Cannstatt.

Jeder Mikroskopiker, der gern und viel mit künstlichem Lichte arbeitet, wird aus eigener Erfahrung wissen, wie oft ihm seine teure Bogenlampe eine Quelle des Ärgers und Verdrusses gewesen ist. In der Tat haben wir eigentlich keine einzige starke Lichtquelle, die den Anforderungen voll genügt, welche man an ein so unentbehrliches Requisit eigentlich stellen muß. Weder die automatischen Bogenlampen, noch die mit Handregulierung, selbst von ersten Firmen, wie Zeiss oder Leitz, können voll und ganz befriedigen, und ich kenne eine ganze Anzahl von Fachgelehrten, die, um der ewigen Scherere enthoben zu sein, lieber auf die Bogenlampe ganz verzichten und mit der Glühbirne arbeiten, trotz der dabei natürlichen gewaltigen Einbuße an spezifischer Lichtintensität. Wäre die Bogenlampe bei gewissen Arbeiten nicht unentbehrlich, so würden wohl nur sehr wenige abgesetzt werden. Das ist bedauerlich, denn die Benützung der starken Bogenlampen-Lichtquelle auch zu visueller Beobachtung bietet ganz erhebliche Vorteile, von der Notwendigkeit derselben bei Arbeiten im Dunkelfeld ganz abgesehen.

Es ist deshalb angezeigt, eine leider noch viel zu wenig bekannte Konstruktion einer Besprechung zu unterziehen, nämlich den „Megor"-Miniatur-Scheinwerfer System G. Geiger, den die Optisch-mechanische Industrie-Anstalt Hugo Meyer & Co., Görlitz, in den Handel gebracht hat. Auch dies ist eine Automat-Bogenlampe, aber bei ihr geschieht die Regulierung des Kohlenvorschubs auf ganz anderem Wege als an den sonst gewohnten Typen. Wie die erzeugende Firma ganz richtig hervorhebt, ist eine Regulierungsvorrichtung, die etwa aus einem, jeder organischen Eingliederung in das Lebensgetriebe der Lampe entbehrenden Uhrwerk besteht, ganz sicher ein konstruktiver Mißgriff, dessen Folgen jedem, der mit solchen Lampen arbeiten muß, schon längst zur Genüge bekannt ist. Ein Uhrwerk, und wäre es auch noch so gut, das von sich aus ohne Rücksicht auf Stromverhältnisse, Fehler in der Homogenität der Kohlen usw. den Vorschub der Kohlen rein automatisch, gewissermaßen starr regeln will, kann nicht einmal die Aufmerksamkeit und regelnde Hand des Geübten ersetzen.

Die Anforderungen, die an eine ideale Lichtquelle zu stellen sind, wären kurz folgende. Zunächst soll sie ein während der Brenndauer völlig konstantes, absolut ruhiges Licht produzieren, dessen Intensität in möglichst weiten Grenzen recht fein abzustufen sein soll. Sie muß in ein Gehäuse eingebaut sein, welches einmal alle schädlichen Nebenlichtstrahlen, etwa durch Undichtigkeiten verursacht, sicher abhält und gestattet, dem nutzbaren Lichtkegel alle erforderlichen Qualitäten zu erteilen und denselben unter beliebigem Winkel auf das zu beleuchtende Objekt richten zu können. Sie muß ferner die sogenannte Fixpunktforderung erfüllen, das heißt, der Leuchtkrater muß jederzeit sich im Fokus, also der optischen Achse des die Lichtstrahlen sammelnden Kondensorsystems verbleiben, und zwar ohne regulierende manuelle Nachhilfe,

also automatisch. Die ganze Lampenanlage muß ferner so konstruiert sein, daß einmal eine möglichst große Unempfindlichkeit gegen äußere Einflüsse, Erschütterungen beim Herumtragen usw. gewährleistet erscheint, der Mechanismus aber zur Reinigung, zum Kohlenwechsel leicht zugänglich, das Ganze möglichst kompendiös ist. Schließlich sind als wichtige Desiderate zu nennen: lange Brenndauer, Fortfall jeder Bedienung während des Betriebes, einfacher Kohlenwechsel, geringer Stromverbrauch und geräuschloses Brennen.

Sämtliche Bedingungen, von denen die Rede war, scheinen von der „Megor"-Lampe in ausreichendem Maße erfüllt zu werden. Vor allem ist die automatische, präzis arbeitende Regulierung des Kohlenvorschubs durch ein sog. Solenoid, ein leicht spielendes, mittels einfacher Hebelübertragung wirkendes und jede Stromschwankung sofort kompensierendes Konstruktionselement ein überaus glücklicher Gedanke zu nennen. Es wird ein durchaus gleichmäßiges, weißes Licht erzielt, das ohne jedes Flackern ca. $2^1/_2$—3 Stunden konstant bleibt, solange eben noch ein Stumpf der Kohlen im Halter sich befindet. Man weiß, welche Vorteile sich daraus, vor allem bei mikrophotographischen Aufnahmen lebender Objekte ergeben, wenn die ganze Aufmerksamkeit des Arbeitenden auf das Objekt oder die Einstellung gerichtet ist. Wie Messungen ergeben haben, hat die Lampe bei $2^1/_2$stündiger Brenndauer den vor ihr auf einen 3 Meter entfernten Schirm projizierten Lichtkreis auch nicht um den kleinsten Betrag in horizontaler oder vertikaler Richtung verschoben, das gleiche Resultat ergab eine zweite Probe bei 6 Meter weit entferntem Schirm. Der Lichtkegel selbst ist sowohl in bezug auf Intensität als auch auf Richtung in weitesten Grenzen regulierbar. Besonders erfreulich ist, daß die so störenden Wärmeemissionen bei dieser Lampe auf ein Minimum beschränkt werden konnten, wie an lebendem Plankton, bei Nichtverwendung einer Kühlküvette, einwandfrei festgestellt werden konnte. (Siehe Dr. Fr. Felden, Die künstliche Beleuchtung in der Mikroskopie, *Mikrokosmos 5*.)

Aus dem Gesagten geht hervor, daß die „Megor"-Lampe die oben erwähnten idealen Bedingungen restlos erfüllt. Hinzufügen will ich noch, daß auch die anderen Punkte, vor allem solide Konstruktion, Unempfindlichkeit usw. nichts zu wünschen übrig lassen. Jedenfalls dürfte diese Konstruktion dem Ideal einer Kleinbogenlampe ziemlich nahe kommen.

Von technischen Einzelheiten seien folgende erwähnt. Die Lampe brennt bei Spannungen von 110 und 120 Volt, bei ca. 2—30 Ampere Stromstärke, sowohl bei Gleich-, als auch Wechselstrom, unter Vorschaltung entsprechender Widerstände. Freilich wird bei Wechselstrom von über 120 Volt Spannung ein Transformator nötig. Alle Metallteile, mit Ausnahme der beiden, die Neigungsachse tragenden Säulen, die aus Leichtmetall bestehen, und des eisernen Fußes, sind stark vernickeltes Messing. Sie kann sowohl direkt am Arbeitstisch, als auch, auf Rollenstativ befestigt, neben demselben Aufstellung finden, ein besonderer Vorteil, der ihr eine noch universellere Verwendbarkeit gibt.

Der für mikroskopische Arbeiten bestimmte Typus liefert eine Lichtintensität von ca. 200 Normal-Kerzen.

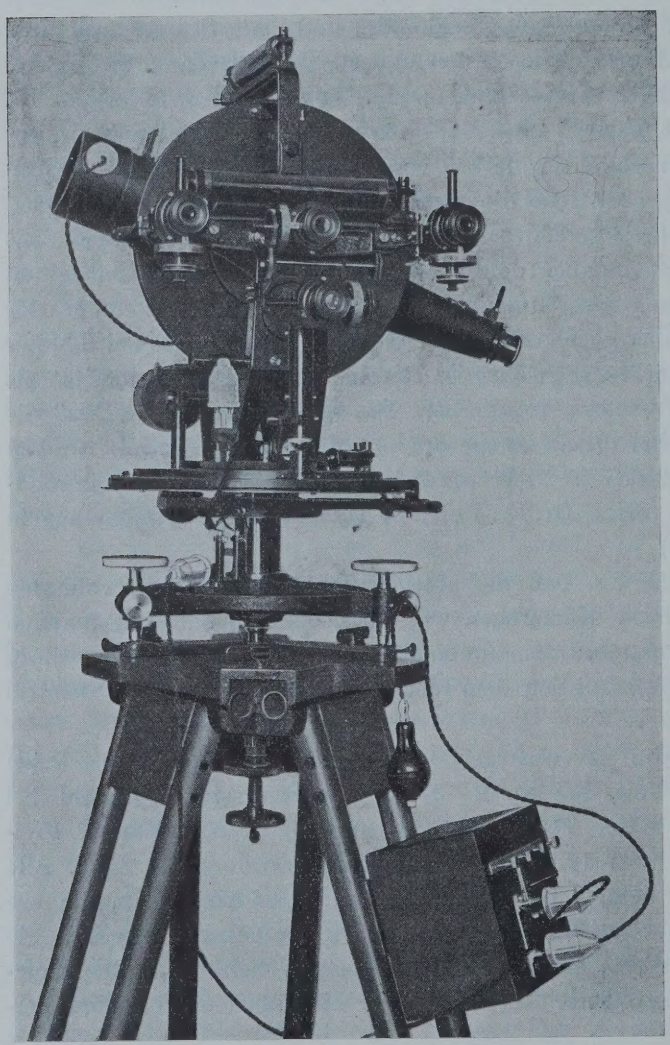
Aber das Anwendungsgebiet der Lampe ist nicht auf mikrotechnische Arbeiten beschränkt. Man hat sich ihrer bereits mit vielem Vorteil bei licht-therapeutischen Arbeiten unterschiedlichster Art, bei zahnärztlichen Operationen usw. bedient, ja, sie ist bei sachgemäßer Aufstellung fähig, selbst größere Operationsfelder intensiv zu beleuchten. Dies dürfte besonders für den praktischen Arzt von Bedeutung sein, der hier eine wahrhaft allseitig zu verwendende Arbeitslampe geboten bekommt.

Referate.

Ein neuer Schraubenmikroskop-Theodolit der Firma Starke & Kammerer.

Mitteilung von Prof. Dr. H. Löschner in Brünn.

Über Anregung und nach Angaben des Hofrates Ing. F. Winter vom Bundesvermessungsamte in Wien wurde von der altbewährten Firma Starke & Kammerer in Wien IV ein neuartiger Schraubenmikroskop-Theodolit (Nr. 103 N) gebaut. Ich hatte Gelegenheit, dieses gediegene Instrument bei Triangulierungsarbeiten des Vermessungsrates Ing. Rohrer im Gebirge Österreichs im Jahre 1928 eingehend zu besichtigen, und ich bin der Ansicht, daß dieser Theodolit auch außerhalb der österreichischen Grenzen besondere Beachtung des Fachmannes verdient.



1. Das Instrument hat zur Ablesung am gedeckten Horizontalkreis und am gedeckten Höhenkreis je zwei Schraubenmikroskope. Diese vier Mikroskope werden von einem einzigen Standpunkte abgelesen. Man sieht aus der Abbildung, wie die Ablesung für die beiden diametralen Ablesestellen am Horizontalkreis auf Seite des Höhenkreises, also von einem einzigen Standpunkte des Beobachters übereinander erfolgt. Es werden somit alle vier Mikroskope ohne Wechsel des Standortes abgelesen.

2. In den Horizontalmikroskopen sind zur Erhöhung der Genauigkeit und zur Kontrolle des Runs doppelte Fadenpaare angebracht, so daß in jedem der Mikroskope des Horizontalkreises an zwei Stellen abgelesen wird.

3. Alle Ablesestellen, sowie das Gesichtsfeld des Fernrohrs sind elektrisch beleuchtbar. Die Stromzufuhr für die Beleuchtung erfolgt durch ein Kabel, das von dem am Stativ befestigten Batteriekasten zum Dreifuß des Instrumentes führt. Durch diese Anordnung ist volle Bewegungsfreiheit beim Beobachten ermöglicht. Als Stromquelle dienen leicht auswechselbare Taschenbatterien.

4. Durch besondere Einrichtungen ist beim Umlegen des Fernrohrs die Einführung der Feinbewegungsarme wesentlich erleichtert.

5. Das Instrument zeichnet sich durch exakteste Ausführung, durch große Stabilität und verhältnismäßig geringes Gewicht aus. Besondere Sorgfalt ist auch der Konstruktion des Stativs und der Verbindung des Instrumentes mit dem Stativ gewidmet worden.

6. Der Durchmesser des Horizontalkreises ist 200 mm, jener des Höhenkreises 185 mm.

7. Bei einer Kreisteilung nach 360° liest man an einem Mikroskop direkt 2″ und durch Schätzen

0,2″ ab. Die Summe der Lesungen an beiden Mikroskopen ergibt in diesem Falle Sekunden und Bruchteile derselben und zugleich das Mittel aus beiden Lesungen.

Bei einer Kreisteilung nach 400^g liest man an einem Mikroskop 4^{cc} und durch Schätzen 0,4^{cc} ab.

8. Das Fernrohr hat 45 mm Öffnung, 320 mm Brennweite, 30 und 40malige Vergrößerung. Für Heliotrop-Beobachtungen wird die bewährte Schlitzblende auf das Objektiv gesteckt[1]).

9. Die Empfindlichkeit der Kreuzlibellen ist 20 Sekunden, jene der Reiterlibelle 8 bis 10 Sekunden und jene der Mikroskoplibelle 3 bis 4 Sekunden.

10. Die Verpackung des Instrumentes erfolgt in zwei Kästen: der eine Kasten enthält den Unterteil des Instrumentes und mißt $36 \times 30 \times 26$ cm^3, der andere Kasten enthält den Oberteil und mißt $35 \times 17 \times 16^1/_2$ cm^3.

Für die Kästen und das Stativ werden auf Wunsch Lederüberzüge geliefert.

11. Das Gewicht des Instrumenten-Unterteils ist 6,70 kg; der zugehörige Kasten wiegt 4,30 kg. Das Gewicht des Instrumenten- Oberteils ist 4,75 kg; der zugehörige Kasten wiegt 2,25 kg. Das Gesamtgewicht des verpackten Instrumentes ist also 18 kg. Das Gewicht des Stativs beträgt 6,50 kg.

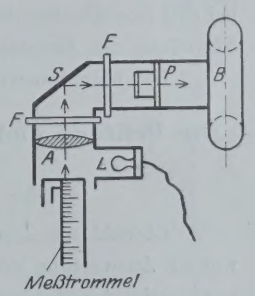
Brünn, im September 1929.

Photographische Registriereinrichtung für geteilte Kreise und Meßtrommeln.

Mitteilung von H. E. Weckmann, Sternwarten-Bau und -Ausrüstung in Annenhof-Annenieki, Lettland.

Die Ablesung der Teilkreise (hauptsächlich bei Mikrometern) bei astronomischen Messungen, die bei Nacht vorgenommen werden, rufen stets einen mehr oder weniger großen Aufenthalt in der Durchführung des Arbeitsprogrammes hervor. Außerdem wird das Auge durch Nebenlicht geblendet und bedarf bekanntlich einer gewissen Erholungszeit, um die Beobachtung fortsetzen zu können.

Um die Arbeit in dieser Hinsicht zu erleichtern, haben wir eine photographische Registriervorrichtung konstruiert, die an jedes Mikrometer angebracht werden kann. Die Vorrichtung besteht im wesentlichen aus der kleinen Glühlampe L (s. Abb.), über der eine Linse A mit einem unter 45 Grad geneigten Spiegel S eingebaut ist. Das photographische Objektiv P mit einem auf zwei Rollen aufgewickeltem photographischen Film B ist seitwärts angeordnet. Der Objektivstutzen sowie der Spiegelstutzen sind in den Flanschen F drehbar gelagert, so daß die ganze Vorrichtung nach Bedarf in eine beliebige Stellung gebracht werden kann. Soll bei der Beobachtung die Stellung der Meßtrommel fixiert werden, so belichtet man mittels eines seitlich angebrachten Auslösers eine Stelle des lichtempfindlichen Bandes, das beim Zurückschnappen des Auslösers selbsttätig ein Stück weiter vorgeschoben wird. Um gewisse Aufzeichnungen voneinander zu trennen, schaltet man die Lampe aus und betätigt einmal den Auslöser, wodurch das lichtempfindliche Band um ein Stück verschoben wird und zwischen den einzelnen Bildern auf dem Bande eine Lücke entsteht. Nach Entwicklung des Bandes kann man die einzelnen Stellungen der Meßtrommel ablesen.



Photogrammetrische Punktbestimmung auf Grund von Luftmeßbildern mit Hilfe des Aerokartographen von R. Hugershoff.

Bericht von P. Werkmeister.

Bei der Auswertung eines mit einer Meßkammer aus der Luft aufgenommenen Bildpaares mit einem Zweibildauswerteinstrument müssen beide Bilder je in eine ihrer Lage im Augenblick der Aufnahme entsprechende räumliche Lage gebracht werden; um den Bildern diese Lage geben zu können, muß man in jedem Bild von mindestens drei Punkten die räumlichen Koordinaten kennen. Die Bestimmung dieser Paßpunkte geschieht bis jetzt entweder nach dem numerischen Verfahren, wobei die erforderlichen Größen zahlenmäßig durch Messungen auf der Erde ermittelt

[1]) Vgl. W. Lang in der *Schweiz. Zeitschr. f. Verm. u. Kulturtechnik*, 25. *S. 68. 1927.*

werden, oder auch nach dem graphischen Verfahren mit Hilfe von Meßtisch und Kippregel. Bei der Auswertung einer größeren Reihe von zusammenhängenden Bildern wäre es vom wirtschaftlichen Standpunkt aus von großer Bedeutung, wenn die erforderlichen Paßpunkte photogrammetrisch auf Grund der Bildreihe selbst mit Hilfe eines Auswerteinstruments bestimmt werden könnten.

Da der von R. Hugershoff angegebene Aerokartograph der Aerotopograph G. m. b. H. in Dresden für die Auswertung einer zusammenhängenden Bildreihe eine besondere Einrichtung hat, darin bestehend, daß man nach gemeinsamer Einpassung des ersten und zweiten Bildes das letztere in seiner Lage lassen kann und nur das erste Bild durch das dritte Bild zu ersetzen hat usf., so eignet er sich besonders zur photogrammetrischen Bestimmung der Paßpunkte. Voraussetzung für dieses Verfahren ist natürlich, daß die am Aerokartograph abgelesenen Koordinaten der Paßpunkte die erforderliche Genauigkeit aufweisen; ob dies der Fall ist, kann nur an praktischen Beispielen untersucht werden.

Die photogrammetrische Gruppe der Trigonometrischen Abteilung des Reichsamts für Landesaufnahme[1]) hat erste Untersuchungen dieser Art mit dem Aerokartograph angestellt; dabei wurden, von einem eingepaßten Bildpaar ausgehend, der Reihe nach neun weitere, über vier Kilometer sich erstreckende Bilder eingepaßt. Zur Bestimmung der Genauigkeit dieser Einpassung wurden für 19, auf die 9 Bilder gleichmäßig verteilte Punkte die Raumkoordinaten einerseits mit dem Aerokartograph und andererseits nach dem numerischen Verfahren auf Grund von örtlichen Messungen bestimmt. Die dabei sich ergebenden Wertepaare zeigen beim letzten Bild Abweichungen in der Höhe von rund 0,7 m, bei der Abszisse von 8 m und bei der Ordinate von 1 m. Die bei den einzelnen Punkten sich ergebenden Unterschiede in der Höhe sind teils positiv, teils negativ; die Übertragung der Höhe ist demnach befriedigend. Die großen Unterschiede in der horizontalen Lage werden zum Teil auf eine Unsicherheit in der Bezeichnung der Vergleichspunkte zurückgeführt. Bei der Beurteilung der ermittelten Genauigkeit ist ferner zu beachten, daß die der Untersuchung zugrunde gelegte Bildreihe von Festpunkten ausgeht, nicht aber in solchen endigt; schließt man eine Bildreihe beiderseits an Festpunkte an, so kann man mit einer Erhöhung der Genauigkeit bei den Koordinaten der für die einzelnen Bilder erforderlichen Paßpunkte durch eine entsprechende Verteilung der Anschlußfehler wohl rechnen.

Die beachtenswerten und aussichtsreichen Versuche sollen fortgesetzt werden.

Die Prüfung und Berichtigung eines Bildmeßtheodolits in Verbindung mit einer Luftbildmeßkammer.

Von P. Samel. *Bildmess. und Luftbildm.* **4.** *S. 74—86. 1929.*

Obwohl mit Rücksicht auf die verschiedenen praktisch bewährten Instrumente zur linienweisen Auswertung von Luftmeßbildern — wie auch der Verfasser selbst betont — der nur für punktweise Auswertung in Frage kommende Meßbildtheodolit praktisch kaum mehr eine Bedeutung hat, verdient die vorliegende Arbeit deshalb Beachtung, weil offenbar die Prüfung und die Berichtigung des Theodolits zum Auswerten von Meßbildern bis jetzt nirgends behandelt worden ist. Die Ausführungen des Verfassers beziehen sich auf das von G. Heyde nach den Angaben von R. Hugershoff gebaute Instrument; er unterscheidet dabei drei Arten von Fehlern, solche infolge unrichtiger Lage der Platte im Raum, solche infolge unrichtiger Lage der von der Vorschaltlinse erzeugten Strahlenbündel gegeneinander und außerdem Achsenfehler des Theodolits.

P. W.

Eine Neuerung an der Nova Brunsviga-Rechenmaschine.

Bericht von P. Werkmeister.

Die bekannten Rechenmaschinenwerke Grimme, Natalis & Co. in Braunschweig haben ihre als „Nova Brunsviga“ bezeichnete Rechenmaschine mit einer beachtenswerten Neuerung versehen; diese besteht darin, daß das 18stellige Resultat- oder Hauptzählwerk entweder ganz oder auch nur zur Hälfte mit Hilfe seiner Löschvorrichtung gelöscht werden kann. Infolge dieser

[1]) Vgl. den Jahresbericht des Reichsamtes für Landesaufnahme in dessen Mitteilungen 1929/30, 5. Jahrgang Nr. 2, S. 90.

Neuerung und dem Umstand, daß man bei der Nova Brunsviga-Maschine ein im Resultatwerk erscheinendes Rechenergebnis in einfacher Weise — mit Benutzung zweier Hebel — mechanisch in das Einstellwerk übertragen kann[1]), eignet sich die Maschine in ihrer neuen Gestalt besonders zur Berechnung von Ausdrücken von der Form

$$a_1 b_1 \pm a_2 b_2 \pm \cdots \pm a_n b_n .$$

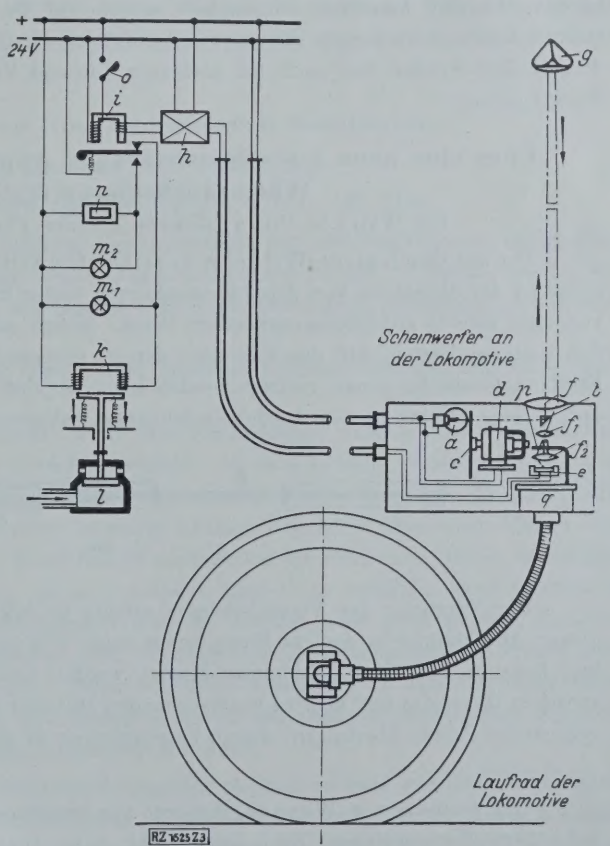
Die neue Vorrichtung besteht in einem an der linken Seite des Resultatwerkes angebrachten Hebel; steht dieser Hebel auf „total", so wirkt die Löschvorrichtung auf alle 18 Stellen des Werkes, wird der Hebel auf „partiell" gestellt, so werden bei Benützung der Löschvorrichtung nur die neun ersten Stellen von rechts her gelöscht. Die Berechnung eines Ausdrucks von der angegebenen Form geschieht derart, daß man die einzelnen Produkte in der rechten Hälfte des Resultatwerkes berechnet, von dort mechanisch in das zuvor gelöschte Einstellwerk und von diesem bei entsprechender Schlittenstellung mit Hilfe der Kurbel in die linke Hälfte des Resultatwerkes überträgt; dabei bleibt der Sonderhebel fortwährend auf „partiell" gestellt, so daß die bei der Übertragung der Produkte vom Resultatwerk ins Einstellwerk vor sich gehende Löschung des Resultatwerkes sich nur auf dessen rechte Hälfte bezieht. Die Drehung der Kurbel beim Übertragen eines Produkts vom Einstellwerk in die linke Hälfte des Resultatwerkes erfolgt, dem Vorzeichen des jeweiligen Produkts entsprechend, vorwärts oder rückwärts. Besonders zu betonen ist, daß die verschiedenen Einstellungen des das Resultatwerk enthaltenden Schlittens mit Hilfe der vorhandenen Einstellvorrichtungen bequem und sicher auszuführen sind.

Wie aus den oben gemachten Angaben hervorgeht, reicht die Maschine in ihrer jetzigen Form zur Berechnung von neunzifferigen Ausdrücken aus.

Selbsttätige optische Zugsicherung.

Von J. Hausen, *Zeitschr. d. V. d. Ing. S. 654—655. 1929.*

Um die Sicherheit im Eisenbahnbetrieb zu erhöhen, ist auf verschiedene Weise versucht worden, von der Stellung des Haltesignals aus die Bremseinrichtungen auf der fahrenden Lokomotive selbsttätig zu beeinflussen. Von mechanischen Einrichtungen abgesehen sind hierzu meist elektrische Einrichtungen benutzt worden. Ein neues Verfahren, das von W. Bäseler stammt und mit optischer Signalübertragung arbeitet, wird im vorliegenden Aufsatz beschrieben.



Das Verfahren besitzt den Vorzug, daß die erforderliche Energie auf der Lokomotive selbst erzeugt wird und an den Signalen längs der Strecke nur einfache wenig Wartung verlangende Relaisorgane notwendig sind.

Die Einrichtung besteht aus vier Hauptorganen: Sendegerät, Relaisorgan, Empfangsgerät und Steuerorgan. Das an der Signalseite der Lokomotive angeordnete Sendegerät besteht aus einem wagrecht liegenden Scheinwerfer *a* (Abb.), von dem ein Strahlenkegel durch das Spiegelprisma *b* senkrecht nach oben geworfen wird. Die Lochscheibe *c* zwischen *a* und *b*, von dem Motor *d* in gleichmäßige Umdrehungen versetzt, zer-

[1]) Vgl. W. Pollak. Das Rechnen mit und ohne Maschine. *Diese Zeitschr.* **47**. *S. 340—357. 1927.*

legt den Strahl in Lichtstöße, etwa 1000 pro Sekunde. Fährt die Lokomotive an dem Signal vorüber, dann werden die durch die Linse f austretenden Lichtstöße durch einen am Signalmast angebrachten, bei Warnstellung des Signals freigegebenen Raumspiegel g in die Ausgangsrichtung zurückgeworfen. Der Raumspiegel g, das Relaisorgan, besteht aus drei unter 90° gegeneinander geneigten Spiegelflächen. Zweckmäßig wird der Raumspiegel auch als Prismenspiegel ausgebildet und erhält die eine Spiegelfläche eine etwas gegen 90° verschiedene Neigung gegen die anderen Flächen. Der in die Ausgangsrichtung zurückgeworfene Strahl durchsetzt dann etwas seitlich vom Ausgangspunkt die Linse f, die die Eingangsseite des Empfangsgerätes gleichzeitig wie die Ausgangsseite des Sendegerätes darstellt, und gelangt durch die Linsen f_1 und f_2 auf die Selenzelle e. Durch die Belichtung der Selenzelle, die nur außerordentlich geringe Trägheit aufweist, wird in dem Zellenkreis ein Stromstoß ausgelöst, der das Steuerorgan betätigt. Der durch den Verstärker h verstärkte Stromstoß löst das unter Ruhestrom liegende Relais i aus und macht damit den Bremsmagneten k stromlos. Gleichzeitig erlischt die Lampe m_1, die der Bereitschaftskontrolle dient, die der Funktionskontrolle dienende m_2 leuchtet auf, und das Zählwerk n registriert den Vorgang. Der Bremsmagnet k öffnet das Bremsventil l, wodurch Schnellbremsung eingeleitet wird. Der Schalter o dient zur Wiederherstellung der Bremsbereitschaft und kann nur bei Stillstand der Lokomotive betätigt werden. Mit Hilfe des in der Zeichnung zu erkennenden Geschwindigkeitsmessers q und der von diesem gesteuerten Blende p, vor der Zelle, ist es möglich die Zuggeschwindigkeit nach oben zu begrenzen, insofern als die Selenzelle erst oberhalb gewisser Geschwindigkeiten freigegeben wird. Dazu sind bestimmte Einstellungen des Raumspiegels am Signalmast in der Grundrißebene erforderlich, die bewirken, daß der reflektierte Strahl die Linse f in verschiedenen Azimuten trifft.

Das optische selbsttätige Zugsicherungssystem läßt sich den Bedürfnissen des Eisenbahnbetriebes weitgehend anpassen. Da die vom Scheinwerfer ausgehende Lichtenergie, durch die Lochscheibe eine besondere Eigenschaft erhält, auf die die Einrichtung abgestimmt ist, kann anderes Licht nicht stören. Ebensowenig hat sich ein Witterungseinfluß störend bemerkbar gemacht. Das System hat auch bei mehreren Tausend Versuchen in keinem Falle grundsätzliche Mängel gezeigt. *W. Keil.*

Über eine neue selbstregistrierende Apparatur zur Bestimmung der Wärmeausdehnung fester Körper.

Von Willy M. Cohn, *Zeitschr. f. Techn. Physik* **3.** *S. 103—106. 1929.*

Der aus dem Kaiser-Wilhelm-Institut für Silikatforschung hervorgegangene Apparat gestattet die Aufnahme von Ausdehnungskurven fester Körper in Stabform bis zu Temperaturen von über 800° C auf photographischem Wege. Neben großer Zeitersparnis bietet die Anordnung den weiteren Vorteil, daß das Verhalten der zu untersuchenden Materialien während des ganzen Erhitzungsverlaufes genau verfolgt werden kann, so daß insbesondere auch Umwandlungspunkte und geringe Effekte in den Ausdehnungskurven wahrgenommen werden können.

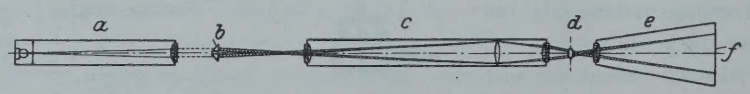


Abb. 1.

Der Vergleich der Versuchskörper erfolgt in bekannter Weise[1]) relativ gegen Quarzglas, dessen Ausdehnung in dem in Frage kommenden Temperaturintervall mit ausreichender Genauigkeit bekannt ist und in Rechnung gesetzt werden kann. Die Differenz der Wärmeausdehnung zwischen Quarzglas und dem zu untersuchenden Material wird hier auf ein beweglich angeordnetes spiegelndes Prisma übertragen, dessen Lageänderung zu einem feststehenden Prisma ermittelt wird.

[1]) A. Leman u. A. Werner, Apparat zur Bestimmung thermischer Ausdehnungskoeffizienten bei höheren Temperaturen. *Diese Zeitschr.* **33.** *S. 65. 1913.* — E. Braun, Apparat zur Bestimmung der Wärmeausdehnung fester Körper. *Zeitschr. f. Techn. Physik* **7.** *S. 505. 1926.*

Abb. 1 zeigt schematisch den Strahlengang und den Grundriß der selbstregistrierenden Apparatur. *a* ist ein Kollimator mit Lampe und Lochblende. Das auf die beiden Prismen bei *b* auffallende achsenparallele Lichtbündel wird dadurch in zwei Lichtbündel zerlegt, daß an jedem Prisma eine Reflexion zu dem anderen Prisma hin erfolgt. Dreht sich infolge Erwärmung — im Ölbad oder im elektrischen Ofen — das bewegliche Prisma, so werden die austretenden parallelstrahligen Teilbündel gegen die Achse symmetrisch geneigt. Von *b* aus werden die beiden Lichtbündel durch ein teleskopisches System *c* auf das Spiegelgalvanometer *d* gelenkt, welches die Temperatur des Versuchs- und Vergleichskörpers mit Hilfe von Thermoelementen angibt. Die am Galvanometerspiegel reflektierten Lichtbündel gelangen nun in eine photographische Kamera *e*, so daß in der Plattenebene *f* eine scharfe Abbildung der Lochblende des Kollimators — und zwar durch Vermittlung jedes der beiden Teilbündel — zustande kommt. Durch die Verkantung des beweglichen Prismas wird also die Ausdehnungsdifferenz, durch die Stellung des Spiegelgalvanometers die Höhe der Temperatur für jeden Ausdehnungswert festgehalten. Bei Erwärmung bewegen sich die beiden Bilder auf der Platte in der Vertikalen. Gleichzeitig findet aber eine Drehung des Galvanometerspiegels um seine vertikale Achse statt, so daß sich die Bildpunkte in der Horizontalen verschieben. Die entstehenden Kurven ergeben daher — nach erfolgter Eichung der Ausdehnungs- und Temperaturachse — direkt den Betrag der Ausdehnung in Abhängigkeit von der Temperatur.

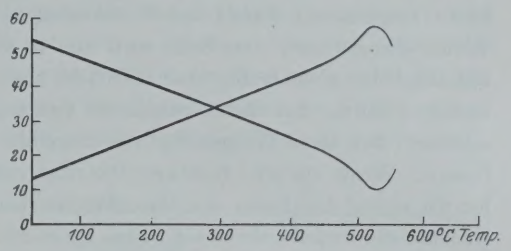


Abb. 2.

Als Beispiel sei in Abb. 2 eine Aufnahme des interessanten Verlaufes der Ausdehnung von Bleiglas für Temperaturen bis zu etwa 560° C gegeben, bei der die Abszissen Temperaturen und die Ordinaten Differenzen der Ausdehnung vom Versuchskörper und Quarzglas darstellen.

Werner.

Das Platinieren von Glas und anderen Substanzen.

(Platinizing Glass and Other Substances.)

Von G. F. Taylor. *Journ. Opt. Soc. Am.* **18**. *S. 138—142. 1929.*

Im wesentlichen ist das hier beschriebene Verfahren nicht neu; die Vorratslösung ist käuflich zu erhalten. Aber das Verfahren scheint nicht allgemein bekannt zu sein. Überdies werden gewisse Erfahrungen über die Herstellung der Lösung und deren Anwendung beschrieben, sowie neue Gebrauchsanweisungen mitgeteilt.

Die Materialien zum Ansetzen der Lösung sind folgende: trocknes kristallisiertes $PtCl_4$, Rosmarinöl und Öl von Lavendelblüten.

Das Verfahren besteht in folgendem: Wenn das Platinchlorid, welches sehr hygroskopisch ist, durch und durch feucht ist, muß es getrocknet werden. Da es sehr leicht in der Hitze zu Platin und Chlor zerfällt, ist ein Dampfbad am sichersten, erfordert aber viele Stunden. Bei genügender Sorgfalt kann es in fünf oder zehn Minuten in einem kleinen Tiegelchen über einer offenen Gasflamme getrocknet werden. Das feuchte Platinchlorid zerfließt bei der Erhitzung. Durch so häufiges Anhalten und Fortnehmen der Flamme, um sehr gelindes Kochen zu erhalten, kann es dennoch ohne Reduktion getrocknet werden, vorausgesetzt, daß ein Tropfen oder noch weniger Salzsäure gelegentlich mit einem Rührstab beigegeben wird. Die größten Zersetzungsgefahren treten beim Austreiben der letzten Spuren Wasser auf. Daher sollte die Ansäurung bis zuletzt vorgenommen werden, und die Wärmequelle kurz vor dem Erstarren der letzten teigigen Chloridmasse abgestellt werden. Eine Reduktion gibt sich durch Schwarzwerden kund.

Nun wird eine gewisse Menge Rosmarinöl, ungefähr doppelt so groß wie das Volumen des Platinchlorid, zugegeben, und das Chlorid mit dem Öl verrührt und gemischt, bis keine Klumpen übrig bleiben und die erhaltene Masse schwarz und konsistent wie dicke Farbe ist. Es ist dann erlaubt, die Substanz eine Stunde oder länger abstehen zu lassen.

Von jetzt ab können zwei Wege eingeschlagen werden, je nachdem man nur einen Schutzüberzug auf Glas oder feinste fehlerfreie Spiegelflächen erhalten will.

Wird nur das erstere gefordert, so wird eine gewisse Menge Lavendelöl, ungefähr dreimal so groß wie das Volumen der bereits vorbereiteten Verbindung, hinzugefügt und sorgfältig vermengt. Die Lösung ist dann sofort gebrauchsfertig.

Um zu erläutern, wie die Lösung angewandt wird, sei der einfachste Fall herausgewählt, nämlich ein Glasrohr von $^1/_4$ Zoll Durchmesser mit einem Schutzüberzug zu versehen.

Das Rohr ist so zu erwärmen, daß die ölige Lösung sich leicht ausbreitet; das (verschlossene) Ende wird in die Lösung getaucht und unter Senkrechthaltung das Öl abtropfen gelassen, bis der letzte Tropfen am Rande des Flaschenhalses aufgefangen worden ist, was ungefähr eine halbe Minute dauern darf. Das Rohr wird nun in verschiedenen Stellungen umgedreht, damit die Haut sich möglichst gleichmäßig über die Fläche zieht; gleichzeitig wird es hin und wieder durch eine Gasflamme geführt. Bei einer Temperatur von ungefähr 200° wird die Oberfläche glänzend und pechig schwarz. Bei einer Temperatur von ungefähr 320° wird aus der schwarzen Haut ein glänzender Spiegel. Wenn ein sehr haltbarer Überzug verlangt wird, so wird das Rohr immer weiter erhitzt, bis die ersten Anzeichen des Durchbiegens bemerkt werden. Das Rohr kann dann gerade so betrachtet werden, als ob es ein festes Platinrohr wäre.

Wenn die verfeinerte Lösung gefordert wird, so wird die schwarze, aus Öl und Platinchlorid gebildete, abgestandene Masse unter Auffüllung mit absolutem Alkohol zentrifugiert. Nach fünf oder zehn Minuten wird die überschüssige Flüssigkeit abgelassen. Es verbleibt eine Menge von blaßgelben Kristallen. Diese Kristalle können ein zweites oder drittes Mal in derselben Weise gewaschen werden, denn sie sind in Alkohol unlöslich.

Alsdann werden die Kristalle in Lavendelöl nach Maßgabe der erwünschten Konzentration aufgelöst. Für Spiegel beträgt das Verhältnis etwa 25 Gewichtsteile Öl auf 1 Gewichtsteil Platin. Das Ergebnis ist eine organische Platinverbindung.

Die Lösung scheint besser zu arbeiten, wenn sie einige Tage abgestanden ist, und ist in einer verkorkten Flasche mehrere Monate wie frisch haltbar.

Gebrauchsanweisung der Lösung: Wird ein außerordentlich guter Überzug verlangt, wie z. B. für Spektographen-Spalte oder sehr feine Leitungsspiralen, so ist es wichtig, daß alle Fremdkörperchen, wie Staub oder Platinschwarz, entfernt werden, indem man durch ein kleines Filter in einem Trichter filtriert. Eine Prüfung auf Fremdkörperchen geschieht auf die Weise, daß man einen Glasscherben mit einem Überzug versieht und diesen mit einem Lappen poliert; kleine Löcher oder dunkle Flecken zeigen Verunreinigungen an.

Nun kann die so vorbereitete Lösung verwandt werden, um die Fläche mit einem Platinüberzug zu versehen. Eine sehr dünne Haut der Lösung liefert einen glänzenderen Spiegel als ein dicker Überzug. Wenn die Lösung zu konzentriert (in solchem Falle wäre mehr Lavendelöl beizugeben) oder zu fettig ist, wird der Überzug grau, trübe oder schwarz, kann aber glänzend poliert werden. Bei Erfüllung aller Bedingungen wird ein Spiegel von unvergleichlichem Glanz erhalten. Die vollkommensten und am besten reflektierenden Überzüge sind so dünn, daß ein helles Objekt, z. B. ein Fenster, durch sie gesehen werden kann.

Verschiedenartige Materialien aller Formarten lassen sich verplatinieren: Glas, Quarz, Elfenbein, Diamanten und andere Substanzen, welche bei 320° weder schmelzen, noch sich zersetzen oder mit der Platinlösung reagieren. *Flügge.*

Untersuchungen des Einflusses von Magnetismus auf Taschenuhren.

Von Paul Ditisheim. *Comptes Rend.* ***187****. S. 808. 1929.*

Mit der fortschreitenden Elektrifizierung macht sich auch in immer höherem Maße der Einfluß der zahlreichen starken magnetischen Streufelder auf den Gang von Taschen- und Armbanduhren bemerkbar, was insbesondere von dem Elektro-Ingenieur, dem Arbeiter in der Werkstatt und auf See störend empfunden wird. Die Entmagnetisierung ist naturgemäß nur ein vorübergehendes Hilfsmittel, da die Uhren sofort wieder magnetisch werden, sobald sie aufs neue einem magnetischen Feld ausgesetzt werden. Bereits 1887 hat E. Sordet und 1900 erneut Cornu den

Vorschlag gemacht, die Uhrwerke mit besonderen Schutzhüllen aus Weicheisen zu versehen. Auch Leroy hat sich auf diesem Gebiet konstruktiv betätigt. Es hat sich aber gezeigt, daß bei sehr starken magnetischen Feldern das Eisen nicht genügend paramagnetisch ist. Neuerdings hat daher Paul Ditisheim in Paris eine besondere Legierung aus 80% Nickel und etwa 20% Eisen angewandt und daraus besondere Gehäuse konstruiert. Auf seine Anregung wurden sowohl im Hydrographischen Institut in Paris wie auch im chronometrischen Laboratorium in Besançon zahlenmäßige Versuche über den Einfluß des magnetischen Feldes auf den Gang der Uhren gemacht. Die Uhren wurden bei 15° Celsius einem magnetischen Felde von 22 bzw. 25 Gauß in horizontaler Lage und in verschiedener Richtung zu den magnetischen Kraftlinien ausgesetzt.

Untersucht wurden einerseits Uhren mit Elinvarspirale und der Affix-Unruhe Nr. 1 von Paul Ditisheim, bei der die Kompensationsstücke auf einen ununterbrochenen Ring aus Invar aufgeschraubt sind, andererseits Uhren mit der Affix-Unruhe Nr. 2, bei der die Kompensationsstücke in eine Stahlscheibe mit Einschnitten eingeschweißt sind. Die Uhren wurden sowohl in gewöhnlichem Neusilbergehäuse wie in dem speziellen Gehäuse in paramagnetischer Umhüllung untersucht. Es ergaben sich dabei folgende Resultate:

Uhrengruppe	Gehäuse	Spirale	Unruhe	Feldstärke in Gauß	Abweichung in 24 Stunden	Ort der Untersuchung
I.	Neusilber	Elinvar	Affix Nr. 2	22	10230 Sek.	Paris
II.	„	„	„ „ 1	25	238 „	Besançon
III.	paramagnetisch	„	„ „ 1 u. 2	22	+ 1,6 „	Paris
IV.	„	„	„ „ 1 u. 2	25	+ 0,4 „	Besançon

Ganz besonders auffällig ist der Unterschied zwischen den Uhrengruppen I und II, aus denen man ersieht, wie bereits geringe Stahlteile auf den Magnetismus einen großen Einfluß haben. Die Frage des Magnetismus in Taschenuhren ist von so allgemeinem Interesse, daß unter anderem die Gesellschaft für Zeitmeßkunde und Uhrentechnik einen Wettbewerb *(diese Zeitschr. **49**. S. 316. 1929)* für die wissenschaftliche Beantwortung dieser Frage veranstaltet hat. *B.*

Über die Wärmeausdehnung von Tantal.

(Thermal expansion of tantalum.)

Von P. Hidnert. *Bur. of Stand. Journ. of Research. **2**. S. 887—896. 1929.*

Nachdem von anderen Forschern schon früher Ausdehnungsmessungen an Tantal angestellt worden waren, hat der Verf. an drei Proben dieses heute vielfach verwendeten Metalls in 15 Meßreihen systematische Wärmeausdehnungsbestimmungen vorgenommen. Das Material stammte von der Fansteel Products Co. — North Chicago, Ill. und erwies sich praktisch als chemisch rein.

Als Meßgeräte kamen der Präzisionskomparator und ein Meßrohr aus geschmolzenem Quarz, beides bereits bekannte Geräte, zur Verwendung. Die Meßungen erstreckten sich über den Temperaturbereich von — 190 bis + 500° C. Da Tantal bei + 600° C. in Luft oxydiert, wurden die Messungen nicht über die angegebene obere Grenze fortgesetzt. Wie die graphisch und tabellarisch dargestellten Meßreihen zeigen, verläuft die Ausdehnung weitgehend angenähert linear.

Die Formel

$$L_t = L_o \times [1 + (6{,}59\, t + 0{,}00008\, t^2)\ 10^{-6}]$$

in der L_t die Länge für eine Temperatur t zwischen + 20 und + 500° C. und L_o die Länge bei 0° bedeuten, gibt den Zusammenhang zwischen Temperatur und Wärmeausdehnung. Die Ausdehnung von geglühtem und ungeglühtem Metall unterscheidet sich nur sehr wenig.

Der Ausdehnungskoeffizient für den Bereich von + 20 bis + 100° C. wurde zu $6{,}6 \times 10^{-6}$ pro Grad ermittelt. *W. Keil.*

Bücherbesprechungen.

Wien-Harms, Handbuch der Experimentalphysik, Bd. 8, 1. Teil. A. Eucken, Energie- und Wärmeinhalt. XV, 736 S. mit 235 Abbildungen. Akadem. Verlagsges. m. b. H., Leipzig 1929. Geb. RM. 63,00.

In einem allgemeinen Teil werden zunächst die kalorischen Grundbegriffe, ihre thermodynamischen Zusammenhänge und die Maßeinheiten erläutert, ferner die experimentellen Methoden zur Bestimmung des Energie- und Wärmeinhaltes grundsätzlich besprochen. Dann wird in drei Teilen (für feste Körper, Flüssigkeiten, Gase) die Abhängigkeit des Energie- und Wärmeinhaltes von Temperatur und Volumen bezw. Druck behandelt, und zwar zuerst die Untersuchungsmethoden, dann die empirischen Ergebnisse und ihre theoretische Auswertung. Bei letzterer wird außer der klassischen Theorie auch die Quantentheorie und Quantenmechanik berücksichtigt. In dem nächsten Teil beschäftigt sich der Verfasser dann mit dem Energie- und Wärmeinhalt zusammengesetzter Systeme. Untersuchungsmethoden, empirische und theoretische Ergebnisse werden für Verdampfungswärme, Schmelz- und Umwandlungswärmen, Lösungs-, Mischungs- und Verdünnungswärmen behandelt. Den Schluß bilden Wärmetönungen bei Grenzflächenerscheinungen und bei chemischen Reaktionen. Bei dem Ruf des Verfassers braucht wohl nicht besonders betont zu werden, daß das Gebiet gründlich und umfassend behandelt und klar dargestellt ist. Dagegen soll hier als besonders wertvoll die in dem Buch geleistete kritische Arbeit hervorgehoben werden, die sich nicht uur rückschauend mit den in der Literatur veröffentlichten Untersuchungsmethoden und Ergebnissen beschäftigt, sondern auch mit Vorliebe die Frage aufwirft, welche Methoden wohl noch des Ausbaues und der Verfeinerung fähig sind und welche Probleme besonders dringlich sind und am raschesten die Füllung der zur Zeit am stärksten empfundenen Lücken unseres Wissens versprechen. Gerade durch diese Art, sich mit dem Stoff zu beschäftigen, fesselt der Verfasser besonders stark den Leser und regt ihn gleichzeitig zu eigener Arbeit an. Dadurch wird auch das Buch über den Rahmen eines enzyklopädistischen Werkes weit hinausgehoben. Druck- und bildtechnische Ausstattung sind vorzüglich. *Erk.*

Wien-Harms, Handbuch der Experimentalphysik, Bd. 9, 1. Teil. XIII, 484 S. mit 157 Abbildungen. Akadem. Verlagsges. m. b. H., Leipzig 1929. Geb. 44,60 RM.

Bei der großen Zahl von Mitarbeitern, die an den gegenwärtig erscheinenden physikalischen Handbüchern beteiligt sind, sind die meisten Bände naturgemäß nicht auf Einheitlichkeit der Darstellung, sondern auf Vielseitigkeit eingestellt. Die Vorteile und Nachteile, die mit dieser mosaikartigen Struktur verbunden sind, kann man besonders deutlich an dem vorliegenden Band studieren. Auf den ersten 42 Seiten gibt H. v. Wartenberg eine Sammlung von Rezepten zur Erzeugung und Messung hoher und tiefer Temperaturen, die allerdings nach der Breite und Tiefe mehr Ausarbeitung vertragen könnte. Daran schließt sich H. Lenz mit einem 138 Seiten langen Beitrag über die thermodynamischen Grundlagen und die Technik der Gasverflüssigung, sowie ihre Anwendung in der Technik und zur Trennung von Gasen. Nun kommen 66 Seiten von O. Knoblauch über Wärmeleitung, die sich durch besonders knappe und exakte, dabei aber doch sehr klare Fassung auszeichnen, und 78 Seiten von H. Reiher über Wärmeübertragung durch Konvektion und Strahlung. Während in diesen beiden Beiträgen „gemäß dem starken Anteil, den die technische Physik in den letzten Jahrzehnten an der Wärmeforschung genommen hat, absichtlich die technische Seite und die technischen Anwendungen der Wärmeübertragung in den Vordergrund gestellt" sind, betont W. Wien in dem Kapitel „Wärmestrahlung" (127 Seiten, davon 33 von C. Müller bearbeitet) die starke Verbundenheit der Wärmestrahlung mit allen Zweigen der experimentellen und theoretischen Physik.

Für den Leser ist es sehr reizvoll, zu sehen, wie etwa das Gebiet der Wärmestrahlung vom Standpunkt der technischen Physik und von dem der reinen Physik aus dargestellt wird. Auch in didaktischer Hinsicht ergeben sich daraus manche Vorteile. Andererseits vergrößert die doppelte Behandlung des gleichen Gegenstandes den Umfang des Bandes und verteuert ihn dadurch. Auch wird es mancher Leser als unangenehm empfinden, daß er den einen oder anderen Beitrag mitkaufen muß, für den er weniger Interesse hat. Im großen und ganzen dürften aber doch die

Vorteile der Vielseitigkeit überwiegen, und gerade der vorliegende Band wird in der Lage sein, einem großen Leserkreis viel Wertvolles zu bringen. Druck und Ausstattung sind vorzüglich.

Zum Schluß möge noch auf einen kleinen Druckfehler hingewiesen werden, der sich in den Beitrag von Reiher eingeschlichen hat: Für die Konstante c_1 des Planckschen Energieverteilungsgesetzes sind auf S. 320 die Werte $5{,}88 \cdot 10^{-13}$ Watt·cm² oder $0{,}140 \cdot 10^{-12}$ cal·cm²·sec^{-1} einzusetzen. *Erk.*

E. Cahn, Untersuchungen über das Verhalten von Parallelendmaßen. Dissertation Dresden 1929. 8°. 63 S. m. 31 Abb.

Verf. hat es, gestützt auf eingehende Untersuchungen und eine umfangreiche Literatur, unternommen, geeignete Werkstoffe für Endmaße, die unter den Lehren und Meßwerkzeugen eine bedeutsame Rolle spielen, zu bestimmen und die Bedingungen in bezug auf Ausdehnung, Korrosionsbeständigkeit, Bearbeitbarkeit, Stabilität, Härte, Politurfähigkeit und Homogenität aufzustellen, denen sie entsprechen müssen, um ihre Eignung für den Anwendungszweck zu erweisen. Vor allem wird versucht, eine Klärung der Probleme der Instabilität von gehärteten Stählen und deren zeitliche Nachwirkungen auf Länge, Form und Gefüge herbeizuführen: Einfluß des Silizium- und Mangangehaltes auf die Längenänderungen, künstliche Alterung der Endmaße bei konstanter Temperatur (110—150° bei 2—5stündiger Dauer) und durch Behandlung mit Wechselbädern zwischen siedendem Wasser und Eiswasser, die sich bei gewissen Werkstoffen als vorteilhaft erwiesen hat. Als günstigster Kohlenstoffgehalt wird ein solcher von 1,1—1,6% angesehen, desgleichen ein Chromgehalt von 1,0—1,5%, während der Siliziumgehalt 0,15% nicht überschreiten soll. Auf Grund von Formversuchen an fünf verschiedenen Formen wird als günstigste Körperform für Parallelendmaße das Zylinderendmaß mit stark abgerundeten Kanten ermittelt, während das rechteckige Parallelepipedon erst an dritter Stelle steht. Aus dem reichen Inhalt der Arbeit seien noch die Untersuchungen an Sonderwerkstoffen (Nitrierstähle, Hartmetall, Quarz und Glas) hervorgehoben, die für Endmaße in Frage kommen, weil für sie eine nachträgliche Wärmebehandlung nicht erforderlich ist; von diesen bewährte sich Nitrierstahl, allerdings nur für Arbeitslehren. *Wr.*

H. Gruner. Der Aerokartograph nach Prof. Dr.-Ing. Hugershoff. 31 S. mit 9 Fig. Konrad Wittwer. Stuttgart 1929. Geb. 2,50 RM.

Diese den theoretischen und den mechanischen Aufbau des Aerokartographen behandelnde, auf Anregung der Aerotopograph G. m. b. H. entstandene Schrift ist deshalb besonders beachtenswert, weil der Verfasser als Mitarbeiter von R. Hugershoff das Instrument bis in alle Einzelheiten kennt.

An Hand einer guten, schematisch gehaltenenen Figur wird zunächst der Gesamtaufbau des Instruments in seinen Grundgedanken beschrieben; dabei werden drei, als Meßsystem, Betrachtungssystem und Auftragesystem bezeichnete Hauptteile unterschieden. Nach einigen Bemerkungen über die Erfordernisse zur Ausmessung eines Raumbildes, die Meßkammer und die zur Vorbereitung der Platten erforderlichen Arbeiten werden im Anschluß an gut gezeichnete Figuren die Einzelteile des Instruments — die Bildträger, die Übertragung der Horizontalrichtung, die Übertragung des Vertikalwinkels, die Kreise des Meßsystems, die Fernrohroptik und der Antrieb des räumlichen Kreuzschlittens und der Zeichenvorrichtungen — sowie die mechanische Lösung des optischen Vorwärtseinschnittes und die Lage von Bild- und Zeichnungsebene bei Erd- und Luftaufnahmen behandelt. Im Anschluß daran werden die Vorrichtungen zum Ablesen der Koordinaten eines in dem Instrument eingestellten Punktes und die als allgemeine Normalstellung bezeichnete Stellung des Instruments beschrieben. Den Schluß bilden einige Bemerkungen über den an den verschiedenen Teilen des Instruments möglichen toten Gang.

Die vorliegende Beschreibung des Aerokartographen kann allen denen, die sich theoretisch oder praktisch mit dem Instrument beschäftigen, sehr empfohlen werden. *P. W.*

Wissenschaftliche Veröffentlichungen aus dem Siemens-Konzern. 8. Bd. Heft 1. Beryllium-Arbeiten. 4°. 257 S. m. 198 Abb. u. 19 Tafeln. Berlin, Julius Springer 1929.

Das von Wöhler vor fast 100 Jahren entdeckte Metall Beryllium war bis vor wenigen Jahren nur unter beträchtlichen Schwierigkeiten und auch nur in kleinen Mengen darzustellen.

Es fand daher in der Technik kaum Anwendung, obwohl es wegen seiner Stellung im periodischen System der Elemente besondere Beachtung verdiente. H. Goldschmidt, der technische Verwendungsmöglichkeiten des Elementes erwartete, regte daher A. Stock an, die Frage der Darstellung des Berylliums zu studieren und finanzierte die ersten Versuche. Seit 1923 hat sich die Firma Siemens & Halske maßgebend an diesen Versuchen beteiligt, die zu wertvollen Ergebnissen, die sich nicht nur auf Darstellungsverfahren beschränken, gelangt sind, über die das vorliegende Heft in 24 Beiträgen berichtet. In diesen Aufsätzen wird zunächst ausführlich die Durchbildung der Elektrolysenmethode zur Darstellung des Berylliums behandelt, des weiteren die Frage der analytischen Methode zur Bestimmung des Elements im Rohstoff, in Legierungen und die der Ermittlung des Reinheitsgrades der Beryllium-Reguli. Eine weitere Frage war die der Ausarbeitung wirtschaftlicher Arbeitsmethoden zur Gewinnung der Berylliumsalze für die Elektrolyse. Es schließen sich Aufsätze an über die Eigenschaften und Verwendungsmöglichkeiten des Metalls und über seine Legierbarkeit mit Leicht- und Schwermetallen und über die Eigenschaften dieser Legierungen. Außerdem wird über das Studium des Vorkommens des Rohberylls berichtet.

Das Beryllium, dessen Atomgewicht 9,018 beträgt, besitzt eine Härte von 6 bis 7, es ist bei gewöhnlicher Temperatur sehr spröde, seine Sprödigkeit, die in kaltem Zustand jede verformende Bearbeitung ausschließt, läßt jedoch bei hoher Temperatur nach, so daß es bearbeitbar wird. Bei Rotglut ist seine Affinität zu Sauerstoff beträchtlich, so daß seine Bearbeitung, da sie besondere Vorkehrungen — Schutzatmosphäre — voraussetzt, sehr umständlich bleibt. Als Desoxydationsmittel eignet es sich in hohem Maße. Beryllium wird 17 mal so stark von Röntgenstrahlen durchdrungen wie Aluminium. Es ist gelungen, Berylliumplättchen von 20 mm Durchmesser und 1 bis 2 mm Stärke aus dem Metall bei Rotglut zu pressen, die in Antikathoden als Fenster eingesetzt in Röntgenröhren mit Vorteil Verwendung fanden.

Der Schmelzpunkt des Metalls, dessen lineare Wärmeausdehnung wesentlich geringer ist als die des Aluminiums (siehe auch Ref. in *dieser Zeitschr.* ***49.*** *S. 95. 1929*) liegt bei 1280°. Beryllium besitzt die höchste Schmelzwärme von allen Metallen, seine Absorption der Röntgenstrahlen ist äußerst gering, seine elektrische Leitfähigkeit etwa $^1/_{12}$ der des Kupfers.

Was das Verhalten des Berylliums zu anderen Metallen betrifft, so steht im Vordergrund die Eigenschaft, daß es sich mit den meisten Schwermetallen leicht legieren bzw. mischen läßt, wobei ihm in den meisten Fällen eine auffallende festigkeitssteigernde Wirkung zukommt. Diese wertvolle Eigenschaft wird dadurch noch erhöht, daß die Legierungen durch das Beryllium meist auch vergütbar werden. Als Zusatz zu den in der Technik am meisten verbrauchten Metallen Eisen und Kupfer erweist es sich als ein Veredelungsfaktor ersten Ranges, dessen Bedeutung sich voraussichtlich in der nächsten Zukunft in der Praxis erweisen wird. Das dürfte auch von dem Ausmaß der Gesamterzeugung abhängig sein, die für das Jahr 1929 auf eine Tonne geschätzt wird, aber, wie mitgeteilt wird, mit dem Bedarf steigen wird. Bezüglich weiterer Einzelheiten muß auf das Studinm der Originalaufsätze des Heftes hingewiesen werden. *W. Keil.*

G. Zickner, Über Kondensatoren und ihre Eichung, 8°, 60 S. m. 27 Abb. Hachmeister und Thal. Leipzig 1928. Geb. 3,— RM.

Das Büchlein gibt in leichtverständlicher Darstellung zunächst die Definition von Kapazität und Verlustwinkel. Die technischen Ausführungsformen der Kondensatoren, insbesondere die Rundfunkkondensatoren, geben Veranlassung, auf die besondere Bedeutung der Verlustfreiheit hinzuweisen. Ergebnisse der Verlustmessungen an einigen handelsüblichen Rundfunkkondensatoren werden mitgeteilt. Sodann wird die Erzeugung bestimmter Kapazitätskurven bei Drehkondensatoren durch Wahl der Randkurve behandelt. Die Gleichungen von Kennlinie, Steigungsfaktor, Kapazität und Randkurve werden angegeben und zum Teil graphisch dargestellt. Ein weiterer Abschnitt ist den Kondensatoren für Meßzwecke gewidmet. Hier kommen in erster Linie die Normalluftkondensatoren der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt in Frage, deren vorbildliche Bauweise volle Verlustfreiheit gewährleistet. Im letzten Abschnitt werden die wichtigsten Meßmethoden angegeben. Dabei wird besonders auf die Schwierigkeiten bei genauen Kapazitäts- und Verlustwinkelmessungen hingewiesen. *Lh.*

Nachdruck verboten.

Namen- und Sachregister.

Ackerl, Fr., Versuchsmessungen mit dem selbstreduzierenden Distanzmesser von Boßhardt-Zeiss 64.

Aeckerlein, G., Über eine neue Methode der opt. Temperaturmessung in Öfen 570.

Akustik: Eine objektive Charakteristik der Saiteninstrumente, Seiffert 116. — Über einen neuen Richtungshörer, v. Hofe 331. — Über eine elektrisch betriebene Stimmgabel m. geeichter Frequenz-Feineinstellg., Gall 569. — Über ein phon. Rad mit Hilfsstimmgabel, Gall 570. — Über die Konstanz elektr. erregter mechan. Schwingungen und ihre Anwendg., Hensel 571. — Über Versuche m. Schallwellen hoher Schwingungszahlen, Hopwood 572. — Messg. der Schalldurchlässigkeit m. Hilfe des Hitzdrahtmikrophons, Kietz 574.

Albrecht, K., Üb. eine Einrichtg. zur Aufnahme u. Wiedergabe farbiger Filme 40. — Eduard Duncker, Geschichte seines Wirkens 315.

Allgemeines: Ferienkurs in Spektroskopie, Interferometrie u. Refraktrometrie in Jena 104. — VI. Ferienkurs in Photogrammetrie in Jena 156. — Zuschrift 263. — Wettbewerb 316. — Die Danziger Hochschule lädt ein 316. — Die vierte Hauptversammlung der Deutschen Gesellschaft für Photogrammetrie 528.

Alter, G., Automat. Pointierapparat für Fernrohre 553.

Angenheister, G., Handbuch der Experimentalphysik, Bd. 25. Geophysik 524.

Angenheister, G., u. W. Schneider, Messungen der Erschütterungen von Boden u. Gebäuden, hervorgerufen durch Maschinen u. Fahrzeuge 46.

Armand de Gramert, M., Ein Spektrographenspalt 52.

Astronomie: Neuer Spektralkomparator zur Bestimmung von Radialgeschwindigkeiten, Hamy 258. — *Publications of the Astron. Observatory of the University of Michigan* 313. — Die Instrumente der Sternwarte zu Marâgha nach den Mitteilungen von al'Urdi, Seemann, Frank 356. — Die Leuchtdichte des Nachthimmels u. ihre Veränderlichkeit, Dufay 470. — Grundriß der Astrophysik, Graff 474. — Über das zeitgemäße Spiegelteleskop u. neuzeitliche Astrophotographie, Ritchey 513. — Automat. Pointierapparat für Fernrohre, Alter 553. — Photograph. Registriereinrichtung für geteilte Kreise und Meßtrommeln 621.

Aubertin, A., Versuch z. Erzeugg. von Interferenzstreifen an dicken Platten 310.

Auerbach, F. A., u. W. Hort, Handbuch der physikal u. techn. Mechanik 153, 316.

Ausdehnung s. Wärme.

Baker, T. Y., Konstruktion von Reflexionsprismen 257.

Baltzer, J., Neue elektr. Uhren. — Die Junghans-Elektronom-Uhren 523.

Bardet, J., *Atlas de Spectres d'Arc* 102.

Barot, J., s. Fabry.

Barr, G., Konstruktion von Wellenlängenskalen für Spektrogramme 257.

Bender, Wm., Messg. hoher Gleichspannungen u. Anwendgn. für die Eichg. von Elektroskopen und elektrostat. Voltmetern 261.

Bergmännische Apparate: Beiträge zur Theorie des Magnetometers von Tiberg-Thalén, Theimer 342, 386. — Drehzapfenaufstellg. für Polygonzugvermessungen über u. unter Tage, Wilski 550.

Bilham, E. G., s. Higgins.

Bishop, G. H., s. Gibson.

Black, D. H., Ein empfindl. Temperaturregler 473.

Blau, L. W., u. R. R. Thompson, Untersuchungsergebnisse an einer versilberten planparallelen Platte 416.

Block, W., Messen u. Wägen. Ein Lehr- u. Handbuch, insbesondere für Chemiker 100.

Bochmann, H., Meßfehler durch Abplattg. beim Gewindemessen 188.

Bock, H., Gekoppelte Schwingungen bei Taschenuhren u. ihre Interferenz 524.

Bonsdorff, J., Verhandlgn. der balt. geodät. Kommission 208.

Bonn, N. E., Ein verbesserter Kurvenziehappar. nach Rosa 307.

Bosch A. G., Robert, Handbuch für Lehrlinge der allgemeinen Feinmechanik 528.

Brearley, H., Kurvenzeichenapparat fürs Laboratorium 254.

Brechung s. Optik.

Brooks, H. B., u. F. M. Defandorf, Experimentelle Untersuchungen über das Corona-Voltmeter 262.

Brückmann, W., Börnsteins Leitfaden der Wetterkunde 153.

Bubert, Ein Elektrodynamometer mit fast gleichmäßig geteilter Skala 52.

Cahn, E., Untersuchungen über das Verhalten von Parallelendmaßen 629.

Van de Casteele, E., s. Verschaffelt.

Chemie: Optische Methoden der Chemie, Weigert 54. — Messen u. Wägen. Lehr- u. Handbuch, insbes. für Chemiker, Block 100. — Explosionsgefahren beim Glasversilbern, Friedel 152.

Christescu, G. D., Photoelektr. oder thermoelektr. Verfahren zur Feststellg. u. Messung sehr kleiner Verschiebungen 471.

Chronographen s. Zeitmessung.

Clark, R. J., Einfaches Verfahren zur Messung kleiner Drucke 95.

Coblentz, W. W., u. R. Stair, Durchlässigkeitseigenschaften v. Augenschutzgläsern und anderen Substanzen 311.

Cohn, Willy M., Über eine neue selbstregistrierende Apparatur zur Bestimmung der Wärmeausdehnung fester Körper 624.

Conrady, A. E., *Applied Optics and Optical Design.* 579.

Curtiss, L. F., Emanationspumpe 256.

Dahl, Herstellg. der topograph. Grundkarte 1:5000 von der unteren Oder unter Verwendung von Luftbildern 148.

Dargenton, A., Zum Nutzeffekt der Projektionsapparate 311.

Defandorf, F. M., s. Brooks.

Delanghe, M. G., Die Photo-Elastizimetrie 152.

Ditisheim, P., Untersuchungen des Einflusses von Magnetismus auf Taschenuhren 626.

Dossmann, H., s. Hartmann.
Drehspulgalvanometer siehe Elektrizität.
Drehwaage s. Schwere.
Druck: Einfaches Verfahren zur Messung kleiner Drucke, Clark 95. — Interferometr. Methode zur Untersuchg. von Stahlkugeln auf ihre Gestalt sowie zur Prüfung der Hertzschen Druckgleichungen, Schönrock, Einsporn 317, 369. — Über die barometr. Höhenskala, Ebert 407.
Dudding, B. P., u. G. T. Winch, Über eine verbesserte Anordnung für das Kugelphotometer 258.
Dufay, M. J., Die Leuchtdichte des Nachthimmels u. ihre Veränderlichkeit 470.
Dunmore, F. W., Über Versuchsmodelle von Kursanzeigen für Flugzeuge, bei denen die anzeigenden Zungen durch gerichtete Funksendung zu Schwingungen angeregt werden 312.

Ebert, F., Einfaches Verfahren z. Abkürzung der Belichtungszeiten bei photograph. Aufnahmen, speziell bei Röntgenaufnahmen 90.
Ebert, H., Über die barometr. Höhenskala 407.
Eckert, F., Einfluß der Wärmevergangenheit auf die opt. Konstanten von Gläsern 424.
Einsporn, E., s. Schönrock.
Elastizität: Anwendung der akzidentellen Doppelbrechung zum Studium der Spannungsverteilung in beanspruchten Körpern, Wächtler 152. — Zur Theorie der erzwungenen Doppelbrechung (Photoelastizität), Herzfeld 152. — Die Photo-Elastizimetrie, Delanghe 152. — Meßfehler durch Abplattg. beim Gewindemessen, Bochmann 188.
Elektrizität: I. Theoretische Untersuchungen u. Meßmethoden: Elektr. Meßtechnik, Jäger 155. — Tragbarer elektr. harmon. Analysator 255. — Messg. hoher Gleichspannungen u. Anwendungen für die Eichg. von Elektroskopen u. elektrostatischen Voltmetern, Bender 261. — Experimentelle Untersuchungen üb. das Corona-Voltmeter, Brooks, Defandorf 262. — Photoelektr. oder thermoelektr. Verfahren z. Feststellg. u. Messg. sehr kleiner Verschiebungen, Christescu 471. — Messg. der Schalldurchlässigkeit mit Hilfe des Hitzdrahtmikrophons, Kietz 574. — Aufzeichng. schneller Schwingungen, Thoma 573.
II. Vorrichtungen z. Erzeugung v. Elektrizität.
III. Meßinstrumente: Ein Elektrodynamometer mit fast gleichmäßig geteilter Skala, Bubert 52. — Ein störungsfreies Kapillarelektrometer, Gibson, Bishop 100. — Relaisgalvanometer, Sewig 114. — Ein neuzeitl. Registrierelektrometer, Watson 261. — Experimentelle Untersuchungen über das Corona-Voltmeter, Brooks, Defandorf 262. — Über eine Neukonstruktion der linearen Thermosäule, Keefer 263. — Eine zweckmäßige Bauart von Widerstandsthermometern, Sewig 305. — Registrierendes Präzisionsgerät für sehr schwache Ströme, Müller, Frisch 420. — Meßkondensator für Höchstspannungen, Schering, Vieweg 420. — Über einen neuen Kohlewiderstand, Hartmann, Dossmann 421. — Alterungserscheinungen bei Thermoelementen, Lent, Kofler 422. — Elektrometer für Messung sehr hoher Gleich- u. Wechselspannungen, Starke, Schröder 472. — Thermoelement Tellur-Wismut u. seine prakt. Anwendungen, Lewitsky, Lukomsky 473. — Über die Verwendung von Selenzellen zur Registrierung des Potentialabfalls v. Quadrantelektrometern, Scholz 473. — Wattmeter für Stromkreise mit sehr geringem Leistungsfaktor, Kühnel 512. — Über Kondensatoren und ihre Eichung, Zickner 630.
IV. Beleuchtungsapparate.
V. Allgemeines: Über die elektrolyt. Herstellg. von Photozellen u. deren Verwendg., Márton, Rostás 519. — Einfluß von Temperatur u. anderen Faktoren auf die Leistung von Bleiakkumulatoren, Vinal, Snyder 521.
VI. Literatur: Empfindl. Galvanometer für Gleich- u. Wechselstrom, Werner 104. — Die elektr. Meßinstrumente, Herrmann 104. — Elektr. Meßtechnik, Jäger 155. — Hochfrequenzmeßtechnik, Hund 211. — Über Kondensatoren und ihre Eichung, Zickner 630.
Elektrometer s. Elektrizität.
Elektroskope s. Elektrizität.
Emanationsmeßapparate s. Radioaktivität.
Entfernungsmesser s. Geodäsie VI.
Erdmagnetismus s. Magnetismus.

Fabry, M. Ch., Bericht üb. die Einheit, die für sensitometr. Zwecke Verwendung finden soll 422.
Fabry, Ch., u. J. Barot, Methode zur Messung der Brechungindizes von Gläsern für ultraviolette Strahlung 258.
Feldhaus, Franz M., Carl Bamberg. Ein Rückblick auf sein Wirken u. auf die Feinmechanik 368.
Fernrohre: Lichtdurchlässigkeitsmessungen an Fernrohren, Mourashkinsky 97. — Ein sphär. besonders gut korrigiertes Fernrohrobjektiv, Gardner 568. — Automat. Pointierapparat für Fernrohre, Alter 553. — Über die Verbesserung des Nachtsehens durch Ferngläser, Löhle 595.
Fischer, K., Zur Frage des Suchers für photograph. Apparate 607.
Flügge, J., s. Kempf.
Forch, C., u. E. Lehmann, Die Lichtverluste in photograph. Objektiven 150.
Fox, J. E., P. Rood u. W. G. Marburger, Laboratorium-Uhr mit photoelektr. Signalübertragung 93
Frank, J., s. Seemann.
Friedel, W., Explosionsgefahren beim Glasversilbern 152.
Frisch, R., s. Müller.
Fritzen, J., Mechan. Hilfsmittel zur Erzeugg. von Parabel, Hyperbel u. Steigbogen 457, 507.
Fuß, H., Kino-Theodolit d. Askania Werke Aktiengesellschaft 529.

Gaede, W., u. W. H. Keesom, Eine Hochvakuumpumpe große Leistung 298.
Gage, H. P., Spektroskop. u. kolorimetr. Analyse von Signalgläsern 569.
Gall, D. C., Über eine elektr. betriebene Stimmgabel m. geeichter Frequenz-Feineinstellung 569. — Üb. ein phon. Rad m. Hilfsstimmgabel 570.
Gans, R., s. Jaffé.
Gardner, J. C., Ein sphär. besonders gut korrigiertes Fernrohrobjektiv 568.
Gase: Ein neues Konimeter, Löwe 296. — Messg. großer Gasmengen 465.
Geffcken, H., s. Weber.
Geodäsie: I. Basismessungen
II. Astronomisch-geodätische Instrumente.
III. Apparate zum Winkelabstecken: Das Winkelprisma Hamann 79, 129.
IV. Winkelmeßinstrumente u. Apparate f. Topographie: Neues photogrammetr. Auswertegerät, Werkmeister 92. — Panorama-Reihenbildkammer, Werkmeister 93. — Neue Mehrfachkammer zu photogrammetr. Aufnahmen aus Luftfahrzeugen, Werkmeister 94. — Druckregistriertheodolit aus den Werkstätten Gaumont 144. — Felderfahrungen m. dem Wild-Theodolit, Ney 148. — Herstellg. der topograph. Grundkarte 1:5000 von der unteren Oder unter Verwendung von Luftbildern, Dahl 148. — Genauigkeit der Ablesg. an einem Nonius bei feinen Kreis

teilungen, Lüdemann 238. — Ein verbesserter Ballontheodolit, Kölzer 292. — Ergebnisse aerophotogrammetr. Probeaufnahmen mit Wild-Instrumenten, Schneider 417. — Kino-Theodolit der Askania-Werke Aktiengesellschaft, Fuß 529. — Drehzapfenaufstellg. für Polyonzugvermessungen über u. unter Tage, Wilski 550. — Die „Megor"-Lampe, John 618. — Neuer Schraubenmikroskop-Theodolit der Firma Starke & Hammerer 620. — Photogrammetr. Punktbestimmung auf Grund von Luftmeßbildern mit Hilfe des Aerokartographen von R. Hugershoff 621. — Prüfung u. Berichtigung eines Bildmeßtheodolits in Verbindung mit einer Luftbildmeßkammer, Samel 622.

V. Höhenmeßinstrumente u. ihre Hilfsapparate: Prüfg. des neuen Zeiss-Nivellierinstruments II, v. Gruber 71. — Neue opt. Teilstricheinstellvorrichtung an Feinnivellieren, Heckmann 204. — Nivellierinstrument mit einer neuartigen Vorrichtg. zum Kippen des Fernrohres mit der Libelle 464.

VI. Tachymetrie: Der Autotachygraph von Hugershoff-Heyde, Werkmeister 25. — Versuchsmessgn. mit dem selbstreduzierenden Distanzmesser von Boßhardt-Zeiss, Ackerl 64. — Üb. die bei opt. Distanzmessungen mittels Boßhardt-Zeiss auftretenden Fehler, Jüttner 475. — Genauigkeitsergebnisse eines Vergleichs opt. Distanzmessungen m. Messungen entsprechend der Württembergischen Amtl. Techn. Anweisung f. Katastervermessungen, Schneider 541. — Das Breithaupt-Doppelbild-Tachymeter, Uhink 581.

VII. Allgemeines (s. a. Libellen, Planimetrie, Rechen- u. Zeichenapparate): Normung im Vermessungswesen 53. — Der Auftragsapparat System Szovátay, Trájber 419.

VIII. Literatur: Die preuß. Landesvermessg. Hauptdreiecke 207. — Verhandlgn. der balt. geodät. Kommission, Bonsdorff 208. — Taschenbuch der Landmessg. u. Kulturtechnik, Müller 315. — Jahresbericht des Direktors des Geodätischen Instituts in Potsdam 315. — Üb. die Prüfg. der Genauigkeit der aus Luftbildern hergestellten topograph. Grundkarte von Amrum, Seidel 526.

eophysik: Bericht üb. die Einrichtg. der Geophysikal. Abteilg. an der Techn. Hochschule für Bergbau, Golden, Colorado, USA., Heiland 149. — Müller-Pouillets Lehrbuch der Physik, V. Bd. 210. — Vorschlag zur Verbesserung von Pendelbeobachtungen, Heiland 253. — *A Cartographic Correction for the Eötvös Torsion Balance*, Heiland 253. — Handbuch der Experimentalphysik, Bd. 25, Geophysik, Angenheister 524.

Gerhardt, U., Ein Zusatzapparat zum Ultramikroskop zur interferometr. Messg. gröberer Submikronen 99.

Geschichte: Eduard Duncker, Geschichte seines Wirkens, Albrecht 315. — Die Instrumente der Sternwarte zu Marâgha nach den Mitteilungen von al'Urdî, Seemann, Frank 356. — Carl Bamberg: Ein Rückblick auf sein Wirken u. auf die Feinmechanik, Feldhaus 368. — *Historic Instruments for the Advancement of Science*, Gunther 476.

Gibson, A. S., u. G. H. Bishop, Ein störungsfreies Kapillarelektrometer 100.

Glas: Beitrag zu dem Problem der gesetzmäßigen Zusammenhänge zwischen Materialkonstanten der opt. Gläser, Lagrula 98. — Die Hartmannsche Dispersionsformel für Glas, Lee 257. — Methode z. Messg. der Brechungsindizes von Gläsern für ultraviolette Strahlg., Fabry, Barot 258. — Durchlässigkeitseigenschaften von Augenschutzgläsern u. anderen Substanzen, Coblentz, Stair 311. — Üb. die Fleckenempfindlichkeit opt. Gläser, Heinrichs, Tepohl 423. — Einfluß der Wärmevergangenheit auf die opt. Konstanten von Gläsern, Eckert 424. — Spektroskop. u. kolorimetr. Analyse von Signalgläsern, Gage 569. — Das Platinieren von Glas und anderen Substanzen, Taylor 625.

Graff, K., Grundriß der Astrophysik 474.

Grebe, L., A. Kübl u. E. J. Wall, Farbenphotographie in Bd. 8 des Handbuch d. wissenschaftl. u. angewandten Photographie von A. Hay 580.

v. Gruber, O., Prüfg. des neuen Zeiss-Nivellierinstruments II 71.

Gruner, H., Der Aerokartograph nach Prof. Hugershoff 629.

Gudden, B., Lichtelektr. Erscheinungen 154.

Gunther, R. T., *Historic Instruments for the Advancement of Science* 476.

Hamann, Das Winkelprisma 79, 129.

Hamy, M., Neuer Spektralkomparator zur Bestimmung von Radialgeschwindigkeiten 258.

Hardy, Arthur C., Ein registrierendes photoelektr. Kolorimeter 568.

Harms, F., s. Wien.

Härtel, A., Ein neues Verfahren zum Messen von Innengewinden 301.

Hartmann, C. A., u. H. Doßmann, Üb. einen neuen Kohlewiderstand 421.

Hausen, J., Selbsttätige opt. Zugsicherung 623.

Hauser, F., Ein Schräglicht-Illuminator für Opakbeleuchtung 496.

Hay, A., Handbuch der wissenschaftl. u. angewandten Photographie, Bd. 8: Farbenphotographie, Grebe, Hübl, Wall 580.

Heckmann, H., Neue opt. Teilstricheinstellvorrichtg. an Feinnivellieren 204.

Heiland, C. A., Bericht üb. die Einrichtg. der Geophysikal. Abteilg. an der Techn. Hochschule für Bergbau, Golden, Colorado, USA. 149. — Vorschlag zur Verbesserung von Pendelbeobachtungen 253. — *A Cartographic Correction for the Eötvös Torsion Balance* 253.

Heinrichs, H., u. W. Tepohl, Üb. die Fleckenempfindlichkeit opt. Gläser 423.

Hensel, W., Üb. die Konstanz elektr. erregter mechan. Schwingungen u. ihre Anwendung 571.

Herrmann, J., Die elektr. Meßinstrumente 104.

Herzberger, M., Ein allgemeines opt. Gesetz 516. — Untersuchgn. üb. die Eigenschaften erster Ordnung von reellen Strahlensystemen. — Üb. die geometr. Bedeutg. des Rotationswinkels in der Strahlengeometrie 516. — Über die Durchrechng. der Größen zweiter Ordnung durch ein opt. System 517.

Herzfeld, K. F., Zur Theorie der erzwungenen Doppelbrechung (Photoelastizität) 152.

Hickmann, K., Üb. zwei neue Quecksilberdestillierapparate 576.

Hidnert, P., Über die Wärmeausdehnung von Tantal 627.

Hidnert, P., u. W. T. Sweeney, Üb. die therm. Ausdehnung von Beryllium u. Aluminium-Beryllium-legierungen 95.

Higgins, F. W., u. E. G. Bilham, Nullpunktsänderungen bei Alkoholthermometern 520.

v. Hofe, Chr., Üb. einen neuen Richtungshörer 331.

Höhenmessung s. Geodäsie.

Hopwood, F. L., Üb. Versuche m. Schallwellen hoher Schwingungszahlen 572.

Hort, W., s. Auerbach.

Hübl, A., s. Grebe.

Hund, A., Hochfrequenzmeßtechnik 211.

Hutschenreiter, P., u. W. Wurm, Einführg. in die Optik u. opt. Instrumentenkunde 211.

Jaeckel, G., Üb. die Abhängigkeit der Farbe eines Filters von der Schichtdicke u. der Beleuchtungsstärke 469. — Die Blendg. durch Farbfilter 470.
Jaffé, G., u. R. Gans, Handbuch der Experimentalphysik 101.
Jäger, W., Elektr. Meßtechnik 155.
Jakob, M., u. Fr. Kretschmer, Die Durchflußzahlen von Normaldüsen u. Normalstaurändern für Rohrdurchmesser von 100 bis 1000 mm 465.
Jenne, W., s. Schmehl.
Jentzsch, F., Die Rastermethode 149.
John, K., Üb. eine neuartige Feinbewegung für Mikroskopstative 36. — Die „Megor"-Lampe 618.
Johnston, H. L., Üb. eine Vorrichtg. zum Abmessen genauer Zeitintervalle 467.
Jüttner, G., Üb. die bei opt. Distanzmessungen mittels Boßhardt-Zeiss auftretenden Fehler 475.

Interferometrie: Methoden z. Steigerung der Leistungsfähigkeit v. Interferenzspektroskopen, Lau 57. — Die Theorie der Linsenprüfungs-Interferometer I., Smith 151. — Versuch z. Erzeugg. von Interferenzstreifen an dicken Platten, Aubertin 310. — Interferometer zur Kontrolle opt. Flächen, Mabboux 310. — Interferometr. Methode zur Untersuchg. von Stahlkugeln auf ihre Gestalt sowie zur Prüfung der Hertzschen Druckgleichungen, Schönrock, Einsporn 317, 369. — Untersuchungsergebnisse an einer versilberten planparallelen Platte, Blau, Thompson 416. — Üb. die Prüfg. opt. Systeme nach den Interferenzmethoden von V. Ronchi 417.

Kalorimetrie s. Wärme.
Keefer, H., Üb. eine Neukonstruktion der linearen Thermosäule 263.
Keesom, W. H., s. Gaede.
Kempf, R., u. J. Flügge, Zur Theorie u. Praxis der Glanzmessung. Erste Mitteilung: Bisherige Definitionen u. Meßmethoden des Glanzes 1.
Kieß, C. C., Die Wellenlängen der D-Linien des Natriums in Absorption u. Emission 568.

Kietz, H., Messg. der Schalldurchlässigkeit m. Hilfe des Hitzdrahtmikrophons 574.
Kinematographie: Üb. eine Einrichtg. z. Aufnahme u. Wiedergabe farbiger Filme, Albrecht 40.
Kingslake, R., Experimentelle Untersuchg. der besten Minimumswellenlänge für visuelle Achromasie 151.
Kisfaludy, Stephan P., Schutz der mikroskop. Präparate gegen die schädliche Wirkung der Wärmestrahlen 414.
Kofler, F., s. Lent.
Köhler, A., Die Abbildg. einer Walze durch Systeme hoher Apertur 149.
Kölzer, J., Ein besonderes Verfahren zur Messg. der Windgeschwindigkeit in Verbindung mit Flugzeug-Aufstiegen 96. — Ein verbesserter Ballontheodolit 292.
Kompasse: Eine neue Methode z. Dämpfg. der Schwingungen eines Kreiselkompasses, Martienssen 49.
König, A., Physiolog. Optik 578.
Kraemer, W., Anwendg. der Schlierenmethode z. Dunkelfeldbeleuchtg. bei Mikroskopen 33.
Kreiselkompaß s. Kompaß u. Nautik.
Kreisteilungen s. Teilungen.
Kretschmer, Fr., s. Jakob.
Kreuzer, S., Statische u. dynam. Untersuchung von Mündungs-Dampfmengenmessern unter besonderer Berücksichtigg. der Messg. pulsierender Gas-, Dampf- u. Flüssigkeitsströme 465.
Kühnel, E., Wattmeter für Stromkreise mit sehr geringem Leistungsfaktor 512.

Lagrula, J. Ph., Beitrag zu dem Problem der gesetzmäß. Zusammenhänge zwischen Materialkonstanten der opt. Gläser 98.
Längenmessungen s. Maßstäbe.
Langer, P., u. W. Thomé, Stoßhaftigkeit von Straßen u. Verkehrserschütterungen durch Straßenfahrzeuge 47.
Lau, E., Methoden z. Steigerung der Leistungsfähigkeit von Interferenzspektroskopen 57.
Lee, H. W., Die Hartmannsche Dispersionsformel für Glas 257.
Lehmann, E., s. Forch.
Lent, H., u. F. Kofler, Alterungserscheinungen bei Thermoelementen 422.
Lewitzky, M. A., u. M. A. Lukomsky, Das Thermoelement Tellur-Wismut u. seine prakt. Anwendungen 473.
Linsen s. Optik.
Literatur (Preislisten, Biographie, siehe diese): Messen u. Wägen. Lehr- und Handbuch, insbesondere für Chemiker, Block 100. — Die Bestimmung der Baustoffdämpfg. nach dem Verdrehungsausschwingverfahren, Pertz 101. — Handbuch der Experimentalphysik, Jaffé, Gans 101. — Physik, Westphal 102. — Lichtelektr. Erscheinungen, Gudden 154. — Müller-Pouillets Lehrbuch der Physik, V. Bd., 210. — Konstruktions-Elemente der feinmechan. Technik 368. — Bauelemente der Feinmechanik, Richter, v. Voß 368. — Grundriß der Astrophysik, Graff 474. — Handbuch der Experimentalphysik, Bd. 25: Geophysik, Angenheister 524. — *Visual lines for spectrum analysis*, Smith 527. — Fremdsprachl. opt. Wörterbuch, Radicke, Pietzsch 528. — Handbuch der Experimentalphysik, Wien, Harms, Bd. 20: Physiolog. Optik, König 578. — Handbuch der Experimentalphysik, Bde. 8 und 9, Wien — Harms 628. — Untersuchungen über das Verhalten von Parallelendmaßen, Cahn 629. — Der Aerokartograph nach Hugershoff, Gruner 629.
Löhle, F., Üb. die Verbesserung des Nachtsehens durchFerngläser 595.
Lote s. Geodäsie.
Löwe, F., Ein neues Konimeter 296
Lüdemann, K., Genauigkeit der Ablesg. an einem Nonius bei feinen Kreisteilungen 238.
Luftfahrt: Ein besonderes Verfahren zur Messg. der Windgeschwindigkeit in Verbindg. mit Flugzeug-Aufstiegen, Kölzer 96. — Druckregistriertheodolit aus den Werkstätten Gaumont 144. — Ein verbesserter Ballontheodolit, Kölzer 292. — Übersicht üb. die wichtigsten Meßkammern zu photogrammetr. Aufnahmen aus Luftfahrzeugen 306. — Üb. Versuchsmodelle von Kursanzeigern für Flugzeuge, bei denen die anzeigenden Zungen durch gerichtete Funksendung zu Schwingungen angeregt werden, Dunmore 312 — Üb. die barometr. Höhenskala Ebert 407. — Kino-Theodolit der Askania-Werke Aktiengesellschaft Fuß 529. — Photogrammetrische Punktbestimmung auf Grund von Luftmeßbildern mit Hilfe der Aerokartographen von R. Hugershoff 621. — Prüfung u. Berichtigung eines Bildmeßtheodolits in Verbindung mit einer Luftbildmeßkammer, Samel 622. — Der Aerokartograph nach Hugershoff, Gruner 629.
Luftpumpen: Eine Hochvakuumpumpe großer Leistung, Gaede Keesom 298.
Lukomsky, M. A., s. Lewitsky.

Mabboux, G., Interferometer zur Kontrolle opt. Flächen 310.
Magnetismus u. Erdmagnetismus (s. a. Kompasse): Messg. der Horizontal- u. der Vertikalintensität des erdmagnet. Feldes mit dem Magneteon, Rössiger 105. — Beiträge zur Theorie des Magnetometers von Tiberg-Thalén, Thelmer 342, 386.

Manometer s. Druck.
Marburger, W. G., s. Fox.
Martienssen, O., Eine neue Methode z. Dämpfg. der Schwingungen eines Kreiselkompasses 49.
Márton, L., u. E. Rostás, Üb. die elektrolyt. Herstellg. von Photozellen u. deren Verwendg., 519.
Maßstäbe u. Längenmessungen: Ein opt. Mikrometer, Runge 469. — Photoelektr. oder thermoelektr. Verfahren zur Feststellg. u. Messg. sehr kleiner Verschiebungen, Christescu 471.
Maurer, M., Üb. das stereoskop. Tiefenunterscheidungs-Vermögen 444.
Mechanik: Stoßhaftigkeit v. Straßen u. Verkehrserschütterungen durch Straßenfahrzeuge, Langer, Thomé 47. — Messg. mechan. Schwingungen, Steuding 101. — Die Bestimmg. der Baustoffdämpfung nach d. Verdrehungs-Ausschwingverfahren, Pertz 101. — Handbuch der physikal. u. techn. Mechanik, Auerbach, Hort 153, 316. — Meßfehler d. Abplattg. beim Gewindemessen, Bochmann 188. — Aufzeichng. schneller Schwingungen, Thoma 573.
Meier, P., Das Nauener funkentelegraph. Zeitsignal 141.
Menges, H. J., Schädliche Erschütterungswirkungen des Straßenverkehrs 46.
Merté, W., Zur Bestimmung der Helligkeit der Bilder in der Brennebene photograph. Objektive 150.
Meßmaschine s. Maßstäbe und Längenmessungen.
Metalle u. Metallegierungen: Üb. die therm. Ausdehnung von Beryllium u. Aluminium-Berylliumlegierungen, Hidnert, Sweeney 95. — *Recherches experimentales d'analyse spectrale quantitative sur les alliages métalliques,* Negresco 367. — Herstellg. sehr reinen Quecksilbers, v. Steinwehr, Schultze 566. — Üb. zwei neue Quecksilberdestillierapparate, Robeson, Hickmann 576. — Quecksilberreinigung, Rolter 578. — Über die Wärmeausdehnung von Tantal, Hidnert 627. — Wissenschaftl. Veröffentlichungen aus dem Siemens-Konzern 629.
Meteorologie (Thermometrie s. diese): I. Barometer, Aneroide.
II. **Anemometer** (Windmesser): Ein besonderes Verfahren zur Messg. der Windgeschwindigkeit in Verbindung m. Flugzeug-Aufstiegen, Kölzer 96. — Üb. die Trägheitsfehler des Schalenkreuzanemometers bei schwankender Windstärke, Schrenk 256, 522.
III. Feuchtigkeitsmesser (Hygrometer, Psychrometer): Fehler in Hygrometerangaben, hervorgerufen durch falsche Temperatur, Schmidt 504.
IV. Regenmesser.
V. Allgemeines.
VI. Literatur: Börnsteins Leitfaden der Wetterkunde, Brückmann 153. — Boletim Meteorologico, Anno 1922, 209.
Miething, H., Die Optik der Gesamtstrahlungspyrometer 151.
Mikroskopie: Anwendg. der Schlierenmethode zur Dunkelfeldbeleuchtg. bei Mikroskopen, Kraemer 33. — Üb. eine neuartige Feinbewegung für Mikroskopstative, John 36. — Ein Zusatzapparat zum Ultramikroskop zur interferometr. Messg. gröberer Submikronen, Gerhardt 99. — Zur Helligkeit mikroskop. Beleuchtungsanordnung., Naumann 177. — Schutz der mikroskop. Präparate gegen die schädlichen Wirkg. der Wärmestrahlen, Kisfaludy 414. — Ein Schräglicht-Illuminator für Opakbeleuchtung, Hauser 496. — Die „Megor-Lampe", John 618.
Mourashkinsky, B. E., Lichtdurchlässigkeits-Messungen an Fernrohren 97.
Müller, C., Üb. die Ausschaltg. v. Störungen u. Empfindlichkeitsabweichungen bei registrierender Photometrierung 52.
Müller, C., u. R. Frisch, Registrierendes Präzisionsgerät für sehr schwache Ströme 420.
Müller, Curtius, Taschenbuch der Landmessg. u. Kulturtechnik 315.

Naumann, H., Zur Helligkeit mikroskop. Beleuchtungsanordnungen 177.
Nautik: Eine neue Methode z. Dämpfg. der Schwingungen eines Kreiselkompasses, Martienssen 49.
Nectoux, Refraktometer 419.
Negresco, Fr., *Recherches experimentales d'analyse spectrale quantitative sur les alliages métalliques* 367.
Ney, C. H., Felderfahrungen mit dem Wild-Theodolit 148.
Nickelstahl s. Metalle.
Nickolas, M. J. Mc, Der Unterwasserfunken als Lichtquelle für Spektralphotometrie im Ultraviolett 518.
Nivellierinstrumente s. Geodäsie.
Normalelemente s. Elektrizität.

Oltay, K., Die Genauigkeit der Lotabweichungsbestimmung 209.
Optik (s. a. Fernrohre, Interferometrie, Mikroskopie, Photographie, Photometrie, Polarimetrie, Prismen, Spektroskopie, Spiegel): I. Theoretische Untersuchungen u. Meßmethoden: Zur Theorie u. Praxis der Glanzmessung. Erste Mitteilung: Bisherige Definitionen u. Meßmethoden des Glanzes, Kempf, Flügge 1. — Über die Untersuchg. des photometr. Keils, Scharonow 27. — Torische Linsen, Smith 50. — Grundformen für die Theorie unsymmetr. Folgen von brechenden oder spiegelnden Flächen, Smith 50. — Die Hauptkoeffizienten bei unsymmetr. Linsen, Smith 51. — Die Theorie aplanat. Flächen, Smith 51. — Methoden z. Steigerung der Leistungsfähigkeit von Interferenzspektroskopen, Lau 57. — Lichtdurchlässigkeits-Messungen an Fernrohren, Mourashkinsky 97. — Die Bedeutung der brechenden Flächen des Auges und die opt. Funktionen der Tränenflüssigkeit, Ronchi 97. — Die Eigenschaften des photograph. Objektivs mit Rücksicht auf seine Verwendg. zur Bildmessg., Weidert 98. — Beitrag zu dem Problem der gesetzmäßigen Zusammenhänge zwischen Materialkonstanten der opt. Gläser, Lagrula 98. — Üb. die Prüfg. opt. Systeme mit Rastern, Schulz 149. — Die Rastermethode, Jentzsch 149. — Die Abbildg. einer Walze durch Systeme hoher Apertur, Köhler 149. — Zur Bestimmung der Helligkeit der Bilder in der Brennebene photograph. Objektive, Merté 150. — Die Lichtverluste in photograph. Objektiven, Forch, Lehmann 150. — Die Theorie der Linsenprüfungs-Interferometer. I., Smith 151. — Die Optik der Gesamtstrahlungspyrometer, Miething 151. — Eine experimentelle Untersuchg. der besten Minimumswellenlänge für visuelle Achromasie, Kingslake 151. — Anwendg. der akzidentellen Doppelbrechung zum Studium der Spannungsteilg. in beanspruchten Körpern, Wächtler 152. — Zur Theorie der erzwungenen Doppelbrechung (Photoelastizität), Herzfeld 152. — Die Photo-Elastizimetrie, Delanghe 152. — Die Linsenoptik in der Schule, Volkmann 154. — Lichtelektr. Erscheinungen, Gudden 154. — Zur Helligkeit mikroskop. Beleuchtungsanordnungen, Naumann 177. — Die Hartmannsche Dispersionsformel für Glas, Lee 257. — Die Konstruktion von Reflexionsprismen, Baker 257. — Methode z. Messg. der Brechungsindizes von Gläsern für ultraviolette Strahlg., Fabry, Barot 258. — Durchlässigkeitseigenschaften von Augenschutzgläsern

u. anderen Substanzen, Coblentz, Stair 311. — Ultraviolett-Durchlässigkeit der gefärbten Quarze, Tsukamoto 311. — Zum Nutzeffekt der Projektionsapparate, Dargenton 311. — Untersuchungsergebnisse an einer versilberten planparallel. Platte, Blau, Thompson 416. — Üb. die Prüfg. opt. Systeme nach den Interferenzmethoden von V. Ronchi 417. — Kanonische Formen in der Theorie der asymmetr. opt. Systeme, Smith 424. — Üb. das stereoskop. Tiefenunterscheidungsvermögen, Maurer 444. — Üb. die Abhängigkeit der Farbe eines Filters von der Schichtdicke und der Beleuchtungsstärke, Jaeckel 469. — Die Blendg. durch Farbfilter, Jaeckel 470. — Die Leuchtdichte des Nachthimmels u. ihre Veränderlichkeit, Dufay 470. — Ein allgemeines opt. Gesetz, Herzberger 516. — Untersuchungen üb. die Eigenschaften erster Ordnung von reellen Strahlensystemen. — Üb. die geometr. Bedeutg. des Rotationswinkels in der Strahlengeometrie, Herzberger 516. — Üb. die Durchrechnung der Größen zweiter Ordnung durch ein opt. System, Herzberger 517. — Üb. Systeme von ebenen reflektierenden Flächen, Smith 517. — Die Wellenlängen der D-Linien des Natriums in Absorption u. Emission, Kieß 568. — Die Unterschiedsschwelle des Auges bei kleinen Sehwinkeln, Runge 569. — Üb. eine neue Methode der opt. Temperaturmessg. in Öfen, Aeckerlein 570. — Tabellen zum Eintauchrefraktometer, Wagner 580. — Über die Verbesserung des Nachtsehens durch Ferngläser, Löhle 595. — Die Einheitsmengen im Maxwell-Helmholtzschen Farbdreieck u. die Bestimmung der Farbsättigung, Runge 600.

II. Apparate: Refraktometer, Nectoux 419. — Ein Schräglicht-Illuminator für Opakbeleuchtg., Hauser 496. — Einfache Herstellg. eines Keiles mit linearer Absorptionsbeziehg. zur Untersuchg. von Absorptionsspektren, Suckstorff 500. — Trichromat. Kolorimeter m. spektralen Bezugsfarben, Wright 517. — Ein sphär. besonders gut korrigiertes Fernrohrobjektiv, Gardner 568. — Ein registrierendes photoelektr. Kolorimeter, Hardy 568. — Tabellen zum Eintauchrefraktometer, Wagner 580. — Automat. Pointierapparat für Fernrohre, Alter 553. — Spektroskop. u. kolorimetr. Analyse von Signalgläsern, Gage 569. — Über eine Abänderung eines polarisierenden Glasplattensatzes, Pokrowski 603. — Selbsttätige opt. Zugsicherung, Hausen 623.

III. Literatur: Optische Methoden der Chemie, Weigert 54. — Programm der Michelson-Tagung der Optischen Gesellschaft von Amerika 56. — Handbuch der Experimentalphysik, Jaffé, Gans 101. — Die Linsenoptik in der Schule, Volkmann 154. — Einführung in die Optik u. opt. Instrumentenkunde, Hutschenreiter, Wurm 211. — *Lezioni di Ottica fisicia*, Ronchi 527. — Fremdsprachl. opt. Wörterbuch, Radicke, Pietzsch 528. — Handbuch der Experimentalphysik, Wien, Harms; Bd. 20: Physiolog. Optik, König 578. — *Applied Optics and Optical Design.*, Conrady 579. — Tabellen zum Eintauchrefraktometer, Wagner 580. — Handbuch d. wissenschaftl. u. angewandten Photographie, Hay 580.

Ott, A., Neue Preislisten 212.

Pendel u. Pendelmessungen: Relative Bestimmungen d. Schwerkraft, Pesonen 208. — Die Genauigkeit der Lotabweichungsbestimmungen, Oltay 209. — Vorschlag zur Verbesserung von Pendelbeobachtungen, Heiland 253. — *A Cartographic Correction for the Eötvös Torsion Balance*, Heiland 253. — Bestimmg. der Temperatur- und der Luftdichtekonstanten von Schwerkraftpendeln nach dem Zweipendelverfahren, Schmehl, Jenne 396.

Pendeluhren s. Zeitmessung.

Persönliches: Adolf Mensing † 91.

Pertz, E., Die Bestimmung der Baustoffdämpfg. nach dem Verdrehungsausschwingverfahr. 101.

Pesonen, U., Relative Bestimmungen der Schwerkraft 208.

Photographie: Einfaches Verfahren zur Abkürzung der Belichtungszeiten bei photograph. Aufnahmen, speziell bei Röntgenaufnahmen, Ebert 90. — Die Eigenschaften des photograph. Objektivs mit Rücksicht auf seine Verwendg. zur Bildmessg., Weidert 98. — Zur Bestimmung der Helligkeit der Bilder in der Brennebene photograph. Objektive, Merté 150. — Die Lichtverluste in photograph. Objektiven, Forch, Lehmann 150. — Üb. Reflexphotographie, Rösch 311. — Bericht üb. die Einheit, die für sensitometr. Zwecke Verwendnng finden soll, Fabry 422. — Neue Dunkelkammer- und Laboratoriumsuhr, Richter 468. — Anforderungen an Dunkelkammeruhren 469. — Handbuch der wissenschaftl. u. angewandten Photographie, Hay; Bd. 8: Farbenphotographie, Grebe' Hübl, Wall 580. — Zur Frage des Suchens für photographische Apparate, Fischer 607. — Photograph. Registriereinrichtg. für geteilte Kreise u. Meßtrommeln 621.

Photogrammetrie: Neues photogrammetr. Auswertegerät, Werkmeister 92. — Panorama-Reihenbildkammer, Werkmeister 93. — Neue Mehrfachkammer zu photogrammetr. Aufnahmen aus Luftfahrzeugen, Werkmeister 94. — Herstellg. der topograph. Grundkarte 1:5000 von der unteren Oder unter Verwendg. von Luftbildern, Dahl 148. — Übersicht üb. die wichtigsten Meßkammern zu photogrammetr. Aufnahmen aus Luftfahrzeugen 306. — Grundzüge der Luft- u. Erdbildmessg., Sarnetzky 313. — Ergebnisse aerophotogrammetr. Probeaufnahmen mit Wild-Instrumenten, Schneider 417. — Photogrammetr. Punktbestimmung auf Grund von Luftmeßbildern mit Hilfe des Aerokartographen von R. Hugershoff 621. — Prüfg. und Berichtigg. eines Bildmeßtheodolits in Verbindg. mit einer Luftbildmeßkammer, Samel 622.

Photometrie: Üb. die Untersuchg. des photometr. Keils, Scharonow 27. — Üb. die Ausschaltg. v. Störungen u. Empfindlichkeitsabweichungen bei registrierender Photometrierung, Müller 52. — Über eine verbesserte Anordnung für das Kugelphotometer, Dudding, Winch 258. — Die Leuchtdichte des Nachthimmels u. ihre Veränderlichkeit, Dufay 470. — Der Unterwasserfunken als Lichtquelle für Spektralphotometrie im Ultraviolett, Nicholas 518. — Üb. die elektrolyt. Herstellung von Photozellen u. deren Verwendg., Márton, Rostás 519.

Physiologie: Die Bedeutung der brechenden Flächen des Auges u. die opt. Funktionen der Tränenflüssigkeit, Ronchi 97. — Durchlässigkeitseigenschaften v. Augenschutzgläsern und anderen Substanzen, Coblentz, Stair 311. — Die Abnahme der Empfindlichkeit des Auges unter der Einwirkung konstanter Lichtreize, Schober, Triltsch 518. — Die Unterschiedsschwelle des Auges bei kleinen Sehwinkeln, Runge 569. — Handbuch der Experimentalphysik, Wien, Harms, Bd. 20: Physiolog. Optik, König 578.

Pietzsch, W., s. Radicke.

Planimetrie: Kurvenmesser von Pressel u. Riefler, Pressel 248. — Verwendg. des Planimeters z. Bestimmung mehrfacher Integrale u. zur Integration partieller Diffe-

rentialgleichungen, Wehage 425, 477.
Pokrowski, S., Über eine Abänderung eines polarisierenden Glasplattensatzes 603.
Polarimetrie: Anwendg. der akzidentellen Doppelbrechung zum Studium der Spannungsverteilung in beansprucht. Körpern, Wächtler 152. — Zur Theorie der erzwungenen Doppelbrechung (Photo-Elastizität), Herzfeld 152. — Die Photo-Elastizimetrie, Delanghe 152. — Über eine Abänderung eines polarisierenden Glasplattensatzes, Pokrowski 603.
Preislisten: Neue Preislisten von A. Ott in Kempten 212.
Pressel, K., Kurvenmesser von Pressel u. Riefler 248.
Prismen: Konstruktion von Reflexionsprismen, Baker 257.
Projektion s. Optik.
Pyrometer s. Thermometrie.

Quadrantelektrometer s. Elektrizität.
Quarzprismen s. Prismen.
Quecksilberluftpumpen siehe Luftpumpen.

Radicke, K., Fremdsprachl. opt. Wörterbuch 528.
Radioaktivität: Emanationspumpe, Curtiss 256.
Rechenapparate u. Rechenhilfsmittel: Bemerkg. zu meinen beiden ersten Mitteilungen: „Integration vermittels des Kurvimeters", Schwerdtfeger 139. — Kurvenmesser von Pressel u. Riefler, Pressel 248. — Neuerung an der Nova-Brunsviga-Rechenmaschine 622.
Reflektoren s. Astronomie.
Registrierapparate: Der selbstregistrierende Empfang der Nauener Zeitsignale auf der Leipziger Sternwarte, Weber, Richter, Geffcken 143. — Neuzeitl. Registrierelektrometer, Watson 261. — Photograph. Registriereinrichtg. für geteilte Kreise und Meßtrommeln 621.
Reichsanstalt, Physikalisch-Technische: Tätigkeit d. Phys.-Techn. Reichsanstalt i. J. 1928 157, 213, 265. — Üb. die barometr. Höhenskala, Ebert 407.
Richter, A. P. F., Neue Dunkelkammer- u. Laboratoriumsuhr 468.
Richter, H., s. Weber.
Richter, O., u. R. v. Voß, Bauelemente der Feinmechanik 368.
Ritchey, G. W., Über das zeitgemäße Spiegelteleskop u. neuzeitliche Astrophotographie 513.
Robeson, F. L., Über zwei neue Quecksilberdestillierapparate 576.
Rolter, Duane, Quecksilberreinigung 578.
Ronchi, V., Die Bedeutung der brechenden Flächen des Auges u. die opt. Funktionen der Tränenflüssigkeit 97. — *Lezioni di Ottica fisicia* 527.
Röntgen-Strahlen: Einfaches Verfahren zur Abkürzung d. Belichtungszeiten bei photograph. Aufnahmen, speziell bei Röntgenaufnahmen, Ebert 90.
Rood, P., s. Fox.
Rösch, S., Üb. Reflexphotographie 311.
Rössiger, M., Die Messung der Horizontal- u. der Vertikalintensität des erdmagn. Feldes mit dem Magnetron 105.
Rostás, E., s. Márton.
Runge, I., Ein opt. Mikrometer 469. — Die Unterschiedsschwelle des Auges bei kleinen Sehwinkeln 569. — Die Einheitsmengen im Maxwell-Helmholtzschen Farbdreieck u. die Bestimmung der Farbsättigung 600.

Samel, P., Prüfg. und Berichtigg. eines Bildmeßtheodolits in Verbindung mit einer Luftbildmeßkammer 622.
Sarnetzky, H., Grundzüge der Luft- u. Erdbildmessg. 313.
Schall s. Akustik.
Scharonow, W., Über die Untersuchung des photometr. Keils 27.
Schering, H., u. R. Vieweg, Meßkondensator f. Höchstspannungen 420.
Schichtweiser s. bergmännische Apparate.
Schmehl, H., u. W. Jenne, Bestimmung der Temperatur- u. der Luftdichtekonstanten v. Schwerkraftpendeln nach dem Zweipendelverfahren 396.
Schmelzpunkt s. Wärme.
Schmidt, W., Fehler in Hygrometerangaben, hervorgerufen durch falsche Temperatur 504.
Schneider, K., Ergebnisse aerophotogrammetr. Probeaufnahmen mit Wild-Instrumenten 417.
Schneider, W., s. Angenheister.
Schneider, Wilh., Genauigkeitsergebnisse eines Vergleichs opt. Distanzmessungen m. Messungen entsprechend der Württemberg. Amtl. Techn. Anweisung für Katastervermessungen 541.
Schober, H., u. M. Triltsch, Die Abnahme der Empfindlichkeit des Auges unter der Einwirkung konstanter Lichtreize 518.
Scholz, J., Über die Verwendung von Selenzellen zur Registrierung d. Potentialabfalls von Quadrantelektrometern 473.
Schönrock, O., u. E. Einsporn, Interferometr. Methode z. Untersuchung von Stahlkugeln auf ihre Gestalt sowie zur Prüfung der Hertzschen Druckgleichungen 317, 369.
Schrauben: Meßfehler durch Abplattung beim Gewindemessen, Bochmann 188. — Neues Verfahren zum Messen von Innengewinden, Härtel 301.
Schrenck, O., Über die Trägheitsfehler des Schalenkreuzanemometers bei schwankender Windstärke 256, 522.
Schröder, R., s. Starke.
Schulz, G., Über die Prüfung opt. Systeme m. Rastern 149.
Schulze, A., s. v. Steinwehr.
Schwerdtfeger, H., Bemerkung zu meinen beiden ersten Mitteilungen: „Integration vermittels des Kurvimeters" 139.
Schwere: Relative Bestimmungen der Schwerkraft, Pesonen 208. — Die Genauigkeit der Lotabweichungsbestimmungen, Oltay 209. — Vorschlag zur Verbesserung von Pendelbeobachtungen, Heiland 253. — *A Cartographic Correction for the Eötvös Torsion Balance*, Heiland 253.
Seemann, H. J., Die Instrumente der Sternwarte zu Marâgha nach den Mitteilungen von al 'Urḍî 356.
Seidel, F., Über die Prüfung der Genauigkeit der aus Luftbildern hergestellten topograph. Grundkarte 1:5000 von Amrum u. ihre Wirtschaftlichkeit 526.
Seiffert, A., Eine objektive Charakteristik der Saiteninstrumente 116.
Seismometrie: Messungen der Erschütterungen von Boden u. Gebäuden, hervorgerufen durch Maschinen und Fahrzeuge, Angenheister, Schneider 46. — Schädliche Erschütterungswirkungen d. Straßenverkehrs, Menges 46.
Sewig, R., Relaisgalvanometer 114. — Eine zweckmäß. Bauart von Widerstandsthermometern 305.
Siedethermometer s. Meteorologie u. Thermometrie.
Smith, D. M., *Visual lines for spectrum analysis* 527.
Smith, T., Torische Linsen 50. — Grundformen für d. Theorie unsymmetr. Folgen von brechenden oder spiegelnden Flächen 50. — Die Hauptkoeffizienten bei unsymmetr. Linsen 51. — Die Theorie aplanat. Flächen 51. — Die Theorie der Linsenprüfungs-Interferometer I. 151. — Kanonische Formen in der Theorie der asymmetr. opt. Systeme 424. — Über Systeme von ebenen reflektierenden Flächen 517.
Snyder, C. L., s. Vindl.

Spektroskopie: Ein Spektrographenspalt, Armand de Gramert 52. — Methoden z. Steigerung d. Leistungsfähigkeit v. Interferenzspektroskopen, Lau 57. — *Atlas de Spectres d'Arc*, Bardet 102. — Konstruktion von Wellenlängenskalen für Spektrogramme, Barr 257. — Neuer Spektralkomparator zur Bestimmung von Radialgeschwindigkeiten, Hamy 258. — *Recherches experimentales d'analyse spectrale quantitative sur les alliages métalliques*, Negresco 367. — Einfache Herstellung eines Keiles m. linearer Absorptionsbeziehung zur Untersuchung von Absorptionsspektren, Suckstorff 500. — Der Unterwasserfunken als Lichtquelle für Spektralphotometrie im Ultraviolett, Nicholas 518. — *Visual lines for spectrum analysis*, Smith 527. — Die Wellenlängen der D-Linien des Natriums in Absorption u. Emission, Kiess 568. — Spektroskop. u. kolorimetr. Analyse v. Signalgläs., Gage 569.
Spannungsmessers. Elektrizität.
Sphärometer s. Optik u. Maßstäbe.
Spiegel: Explosionsgefahren beim Glasversilbern, Friedel 152.
Stair, R., s. Coblentz.
Starke, H., u. R. Schröder, Elektrometer für Messung sehr hoher Gleich- u. Wechselspannungen 472.
v. Steinwehr, H., u. A. Schulze, Die Herstellg. sehr reinen Quecksilbers 566.
Stereoskopie: Üb. das stereoskop. Tiefenunterscheidungsvermögen, Maurer 444.
Steuding, H., Messung mechan. Schwingungen 101.
Straumann, R., Untersuchung der Uhrgeräusche 522.
Suckstorff, G. A., Einfache Herstellung eines Keiles mit linearer Absorptionsbeziehung zur Untersuchung von Absorptionsspektren 500.
Sweeney, W. T., s. Hidnert.

Tachymeter s. Geodäsie.
Taylor, G. F., Das Platinieren von Glas u. anderen Substanzen 625.
Technologie: Das Platinieren von Glas und anderen Substanzen, Taylor 625. — Wissenschaftl. Veröffentlichungen aus dem Siemens-Konzern 629. — Untersuchungen über das Verhalten von Parallelendmaßen, Cahn 629.
Teilungen: Genauigkeit d. Ablesg. an einem Nonius bei feinen Kreisteilungen, Lüdemann 238.
Tepohl, W., s. Heinrichs.
Theimer, V., Beiträge zur Theorie des Magnetometers von Tiberg-Thalén 342, 386.
Theodolit s. Geodäsie.
Thermoelemente s. Thermometrie.
Thermometrie: Die Optik der Gesamtstrahlungspyrometer, Miething 151. — Eine zweckmäßige Bauart von Widerstandsthermometern, Sewig 305. — Fehler in Hygrometerangaben, hervorgerufen durch falsche Temperatur, Schmidt 504. — Nullpunktsänderungen bei Alkoholthermometern, Higgins, Bilham 520. — Über eine neue Methode der opt. Temperaturmessg. i. Öfen, Aeckerlein 570.
Thoma, H., Aufzeichng. schneller Schwingungen 573.
Thomé, W., s. Langer.
Thompson, R. R., s. Blau.
Trájber, S., Der Auftragsapparat System Szovátay 419.
Triltsch, M., s. Schober.
Tsukamoto, K., Ultraviolett-Durchlässigkeit der gefärbten Quarze 311.

Uhink, W., Das Breithaupt-Doppelbild-Tachymeter 581.
Uhren s. Zeitmessung.
Unterricht: Ferienkurs in Spektroskopie, Interferometrie u. Refraktrometrie in Jena 104.—VI. Ferienkurs in Photogrammetrie in Jena 156. — Handbuch für Lehrlinge der allgemeinen Feinmechanik, Bosch A. G. 528.

Verschaffelt, J. E., u. E. Van de Casteele, Die Federwaage von Hartmann & Braun u. ihre Verwendung 309.
Vieweg, R., s. Schering.
Vinal, G. W., u. C. L. Snyder, Einfluß von Temperatur u. anderen Faktoren auf die Leistung von Bleiakkumulatoren 521.
Volkmann, W., Die Linsenoptik in der Schule 154.
v. Voß, R., s. Richter.

Waagen u. Wägungen: Messen u. Wägen. Ein Lehr- u. Handbuch, insbes. für Chemiker, Block 100. — Die Federwaage v. Hartmann & Braun u. ihre Verwendung, Verschaffelt, Van de Casteele 309. — Theorie des Skalenaufbaus von Hebelwaagen, Wassiljew 557.
Wächtler, M., Üb. die Anwendung der akzidentellen Doppelbrechung zum Studium der Spannungsverteilung in beanspruchten Körpern 152.
Wagner, Bernhard, Tabellen zum Eintauchrefraktometer 580.
Wall, E. J., s. Grebe.
Wärme (Thermometrie s. diese): I. Theoretische Untersuchungen u. Meßmethoden: Über die therm. Ausdehnung von Beryllium u. Aluminium-Berylliumlegierungen, Hidnert, Sweeney 95. — Über die Wärmeausdehnung von Tantal, Hidnert 627.
II. Apparate: Ein empfindlicher Temperaturregler, Black 473. — Über eine neue selbstregistrierende Apparatur zur Bestimmung der Wärmeausdehnung fester Körper, Cohn 624.
III. Literatur.
Wassiljew, J. J., Theorie d. Skalenaufbaus von Hebelwaagen 557.
Watson, R. E., Ein neuzeitl. Registrierelektrometer 261.
Weber, J., H. Richter u. H. Geffcken, Der selbstregistrierende Empfang der Nauener Zeitsignale auf der Leipziger Sternwarte 143.
Wehage, D., Verwendung d. Planimeters z. Bestimmung mehrfacher Integrale u. zur Integration partieller Differentialgleichungen 425, 477.
Weidert, F., Die Eigenschaften d. photograph. Objektivs m. Rücksicht auf seine Verwendung zur Bildmessung 98.
Weigert, F., Optische Methoden der Chemie 54.
Werkmeister, P., Autotachograph von Hugershoff-Heyde 25.
Werner, O., Empfindl. Galvanometer für Gleich- u. Wechselstrom 104.
Westphal, Wilh. H., Physikal. Lehrbuch für Studierende 102.
Wien, W., u. F. Harms, Handbuch der Experimentalphysik, Bd. 20: Physiolog. Optik, König 578. — Bd. 8, Energie u. Wärmeinhalt, Eucken 628. — Bd. 9 1. Teil 628. —
Wilski, P., Drehzapfenaufstellung für Polygonzugvermessungen üb. u. unter Tage 550.
Winch, G. T., s. Dudding.
Witte, R., Durchflußbeiwerte der JG-Meßmündungen für Wasser, Öl, Dampf u. Gas 465.
Wright, W. D., Ein trichromat. Kolorimeter mit spektralen Bezugsfarben 517.
Wurm, W., s. Hutschenreiter.

Zeichenapparate: Kurvenzeichenapparat fürs Laboratorium, Brearley 254. — Ein verbesserter Kurvenziehapparat nach Rosa-Bonn 307. — Der Auftragsapparat System Szovátay, Trájber 419. — Mechan. Hilfsmittel zur Erzeugg. von Parabel, Hyperbel u. Steigbogen, Fritzen 457, 507.
Zeitmessung: Laboratorium-Uhr mit photoelektr. Signalübertragg., Fox, Rood, Marburger 95. — Das Nauener funkentelegr. Zeitsignal,

Meier 141. — Der selbstregistrierende Empfang der Nauener Zeitsignale auf der Leipziger Sternwarte, Weber, Richter, Geffcken 143. — Der neue Sekundenmesser der Siemens & Halske A.-G., 309. — Über eine Vorrichtung zum Abmessen genauer Zeitintervalle, Johnston 467. — Neue Dunkelkammer- u. Laboratoriumsuhr, Richter 468. — Anforderungen an Dunkelkammeruhren 469. — Untersuchung der Uhrgeräusche, Straumann 522. — Neue elektr. Uhren. — Die Junghans-Elektronom-Uhren, Baltzer 523. — Gekoppelte Schwingungen bei Taschenuhren u. ihre Interferenz, Bock 524. — Untersuchungen des Einflusses von Magnetismus auf Taschenuhren, Ditisheim 626.
Zickner, G., Über Kondensatoren und ihre Eichung 630.

Fehlerberichtigung.

S. 503, letzte Zeile lies Absorption statt Durchlässigkeit.
S. 504, 2. Zeile von oben lies ebenso.
S. 553, 14. Zeile von unten lies Stebbins statt Stebbings.
S. 580, 3. Zeile von oben lies Ramsden statt Ramsdein.

Verzeichnis der Referenten des Jahrgangs 1929.

Name	Wohnort	Name	Wohnort
Dr.-Ing. I. Baltzer (*B.*)	Berlin	Dipl.-Ing. Franz Levy	München
Dr. H. Boegehold	Jena	Dipl.-Ing. Linckh (*Lh.*)	Charlottenburg
W. Dziobek (*Dz.*)	Charlottenburg	Dr. F. Löwe	Jena
Dr. J. Flügge (*Fl.*)	Rathenow	Prof. Dr. O. Martienssen	Kiel
Prof. Dr. J. Frank (*J. Fr.*)	Weihenstephan	Dr. I. Runge	Berlin
Dr. H. Fuß	Neubabelsberg	Dr. Scheibe	Charlottenburg
Dr. Gerhardt	Berlin	Prof. Dr. O. Schönrock (*Schck.*)	Charlottenburg
Prof. Dr. F. Göpel (*G.*)	Charlottenburg	Dr. Sewig	Berlin
Dr. C. A. Heiland	Golden Co.	Dr. Spiller (*Sp.*)	Charlottenburg
Dr. W. Keil	Charlottenburg	Prof. P. Werkmeister (*P. W.*)	Dresden
Prof. Dr. O. Knopf	Jena	Dr. Werner (*W.*)	Charlottenburg
Dr. G. v. Kujawa	Berlin	Dr. Zickner	Charlottenburg

Verantwortlich für die Redaktion: Oberregierungsrat Professor Dr. F. Göpel in Charlottenburg.
Verlag von Julius Springer in Berlin. — Druck von Oscar Brandstetter in Leipzig.

LE

ZEITSCHRIFT

FÜR

INSTRUMENTENKUNDE

Organ

für

Mitteilungen aus dem gesamten Gebiete der wissenschaftlichen Technik

Herausgegeben

unter Mitwirkung der

Physikalisch-Technischen Reichsanstalt

THE LIBRARY OF THE
JAN 28 1930
UNIVERSITY OF ILLINOIS

von

L. Ambronn in Göttingen, **W. Breithaupt** in Cassel, **M. Edelmann** in München, **P. Guthnick** in Neubabelsberg, **O. Günther** in Braunschweig, **W. Haensch** in Berlin, **K. Haußmann** in Schwäb.-Gmünd, **C. Hensoldt** in Wetzlar, **W. Hildebrand** in Freiberg i. S., **E. Kohlschütter** in Potsdam, **A. Köhler** in Jena, **F. Löwe** in Jena, **H. Ludendorff** in Potsdam, **H. Maurer** in Berlin, **W. Nernst** in Berlin, **M. v. Rohr** in Jena, **W. Sartorius** in Göttingen, **A. Schmidt** in Cöln a. Rh., **R. Steinheil** in München, **R. Straubel** in Jena, **E. Warburg** in Berlin, **F. Weidert** in Berlin, **P. Werkmeister** in Dresden.

Schriftleitung: **F. Göpel** in Charlottenburg

Neunundvierzigster Jahrgang

1929

12. Heft: Dezember

Inhalt:

W. Uhink, Das Breithaupt-Doppelbild-Tachymeter S. 581. — F. Löhle, Über die Verbesserung des Nachtsehens durch Ferngläser S. 595. — I. Runge, Die Einheitsmengen im Maxwell-Helmholtzschen Farbdreieck und die Bestimmung der Farbsättigung S. 600. — S. Pokrowski, Über eine Abänderung eines polarisierenden Glasplattensatzes S. 603. — K. Fischer, Zur Frage des Suchers für photographische Apparate S. 607. — K. John, Die „Megor"-Lampe S. 618.

Referate: Schraubenmikroskop-Theodolit der Firma Starke & Kammerer S. 620. — Photographische Registriereinrichtung für Kreise und Meßtrommeln S. 621. — Photogrammetrische Punktbestimmung S. 621. — Prüfung und Berichtigung eines Bildmeßtheodolits S. 622. — Neuerung an der Nova-Brunsviga-Rechenmaschine S. 622. — Selbsttätige optische Zugsicherung S. 623. — Apparatur zur Bestimmung der Wärmeausdehnung S. 624. — Platinieren von Glas S. 625. — Einfluß des Magnetismus auf Taschenuhren S. 626. — Wärmeausdehnung von Tantal S. 627.

Bücherbesprechungen: Wien-Harms, Handbuch der Experimentalphysik, Bd. 8, 1 S. 628 und Bd. 9, 1 S. 628. — E. Cahn, Untersuchungen über das Verhalten von Parallelendmaßen S. 629. — H. Gruner, Der Aerokartograph nach Hugershoff S. 629. — Wissenschaftliche Veröffentlichungen aus dem Siemens-Konzern, Bd. 8, Heft 1 S. 629. — G. Zickner, Über Kondensatoren und ihre Eichung S. 630.

Namen- und Sachregister S. 631.

Fehlerberichtigung S. 639.

Verzeichnis der Referenten des Jahrgangs 1929 S. 639.

Berlin

Verlag von Julius Springer

1929

Der Postvertrieb erfolgt von Leipzig aus

Die Zeitschrift für Instrumentenkunde

erscheint in monatlichen Heften und kann im In- und Auslande durch den Buchhandel, die Post oder die Versandstelle des Verlages, die Hirschwaldsche Buchhandlung, Berlin NW 7, Unter den Linden 68 (Fernsprecher: Zentrum 2825, 2826, 2835, 2836. Drahtanschrift: Hirschwaldbuch) bezogen werden. Preis vierteljährlich für das In- und Ausland RM 12.—. Hierzu tritt bei direkter Zustellung unter Streifband das Porto bzw. beim Bezuge durch die Post die postalische Bestellgebühr. Heftpreis RM 4.80.

Redaktionelle Anfragen und Mitteilungen wolle man an den Schriftleiter, Oberregierungsrat Prof. Dr. F. Göpel, Charlottenburg 2, Knesebeck-Straße 22, richten.

Wissenschaftliche Original-Beiträge werden honoriert.

Autoren, deren Arbeiten in anderen Zeitschriften des In- und Auslandes erscheinen und für die Leser der Zeitschrift für Instrumentenkunde von Interesse sind, werden um Einsendung eines Sonderabzuges gebeten, um darüber im Referate-Teil berichten zu können.

Verlagsbuchhandlung Julius Springer in Berlin W 9, Linkstr. 23/24

Fernsprecher: Sammel-Nrn. Kurfürst 6050 und 6326.
Drahtanschrift: Springerbuch, Berlin.
Bank- und Postscheckkonten:

für Anzeigen, Beilagen, Sonderdrucke: Reichsbank-Girokonto, Deutsche Bank, Depositenkasse C, Berlin W 9. Postscheckkonto Berlin Nr. 118 935 Verlagsbuchhandlung Julius Springer, Berlin W 9.

für Bezug von Büchern, Zeitschriften und einzelnen Heften: Hirschwaldsche Buchhandlung, Berlin NW 7. Postscheckkonto Berlin Nr. 33 700. Diskonto-Gesellschaft, Depositenkasse Berlin W 8, Unter den Linden 11.

Kreisteilungen

höchster Präzision

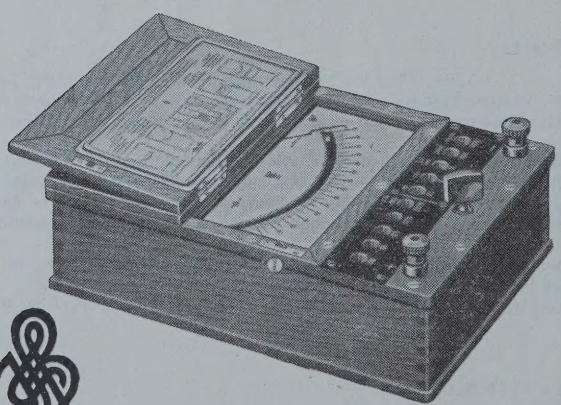
GHD

GUSTAV HEYDE

Gesellschaft für Optik und Feinmechanik m. b. H.

DRESDEN-N. 138

H&B DREHSPUL-MESSGERÄTE



5 Spannungs- und 6 Strom-Meßbereiche vereint dieses leichte handliche Gerät. Ein einziger Stöpsel genügt zur Umschaltung.

Kleinste Meßbereiche: 30 m A 150 m V
Größte Meßbereiche: 30 A 300 V

Unabhängig von der Temperatur ist die Anzeige / die Zeigereinstellung rasch und gut gedämpft. Sicheres Ablesen, weil Fadenzeiger und Spiegelbogen das Auge nicht ermüden

HARTMANN & BRAUN A-G FRANKFURT/MAIN

Wir fertigen seit Jahren
als Spezialität in höchster Vollendung

LOSE OPTIK
Prismen — Planparallelplatten — Linsen
Sextant- und Galvanometerspiegel
Dachkantoptik — Spektralprismen

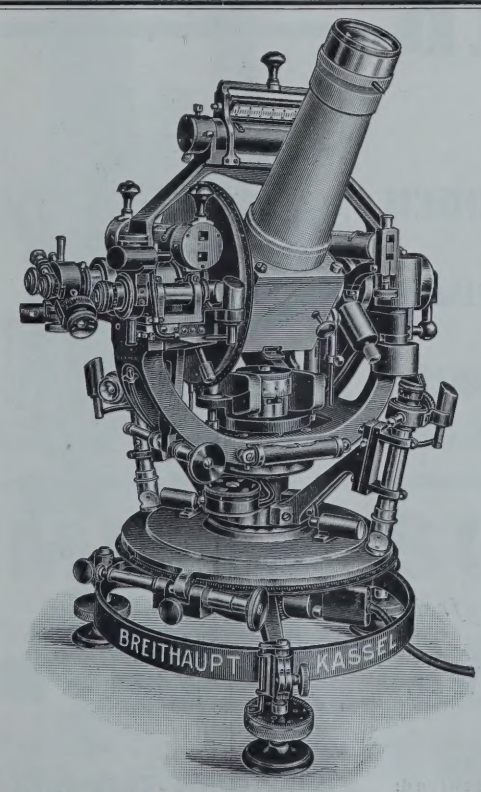
GLASTEILUNGEN, Okularmikrometer, Kreuze
Objektmikrometer in 1/100 mm, Spektralteilungen

SPIEGEL für Reflex-Kameras und Projektions-Apparate — Mikroskopspiegel — Augenspiegel

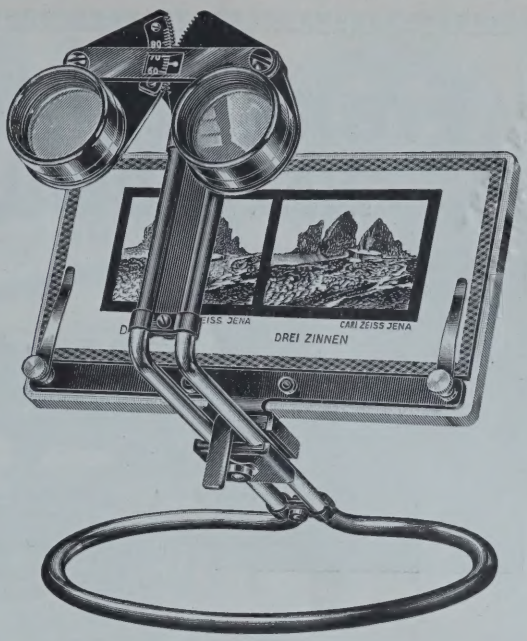
VERSILBERUNG eingesandter optischer Gläser
96,1 % Reflexion lt. Prüfungsschein
Rückseitenversilberung verkupfert und lackiert.
Vorderversilberung poliert mit Ia Schutzüberzug.
Durchsichtige Versilberung in allen Abstufungen.

MIKROSKOPISCHE PRÄPARATE
Schulsammlungen mit Textheft
TYPEN- UND TESTPLATTEN

J. D. Moeller, G. m. b. H.
Wedel in Holstein, gegr. 1864



F. W. Breithaupt & Sohn, Kassel
Geodätische u. astronomische Instrumente



Das Zeiss-Stereoskop ermöglicht eine raumgetreue Betrachtung von Stereoskopbildern. Hierfür wird es mit auswechselbaren Lupenpaaren ausgerüstet, nach Wahl mit 6, 8, 10 und 15 cm Brennweite. Man wählt diejenige Brennweite, die der Brennweite des Aufnahme-Objektivs am nächsten kommt. Mit dem Zeiss-Stereoskop kann man bequem Glas- und Papier-Stereobilder betrachten. Zum Betrachten von Stereoskopbildern in Büchern oder auf Tafeln läßt sich der Lupenträger abnehmen und mit einem Handgriff wie eine Stielbrille benutzen. Der Bildträger läßt sich für die Einstellung der Bildschärfe bequem verstellen. Die Betrachtungslupen sind für jeden Betrachtungsstand einstellbar.

ZEISS
Stereoskop

Preis: **Zeiss-Stereoskop** wie abgebildet, einschl. 1 Paar Betrachtungslupen von 10 oder 15 cm Brennweite ..... RM **80.-**

Desgleichen, aber mit 1 Paar Albadascher Weitwinkel-Lupen von 6 oder 8 cm Brennweite..... RM **95.-**

Desgleichen, aber mit 1 Paar achromatischer Albadaschen Weitwinkellupen von 6 oder 8 cm Brennweite ..... RM **110.-**

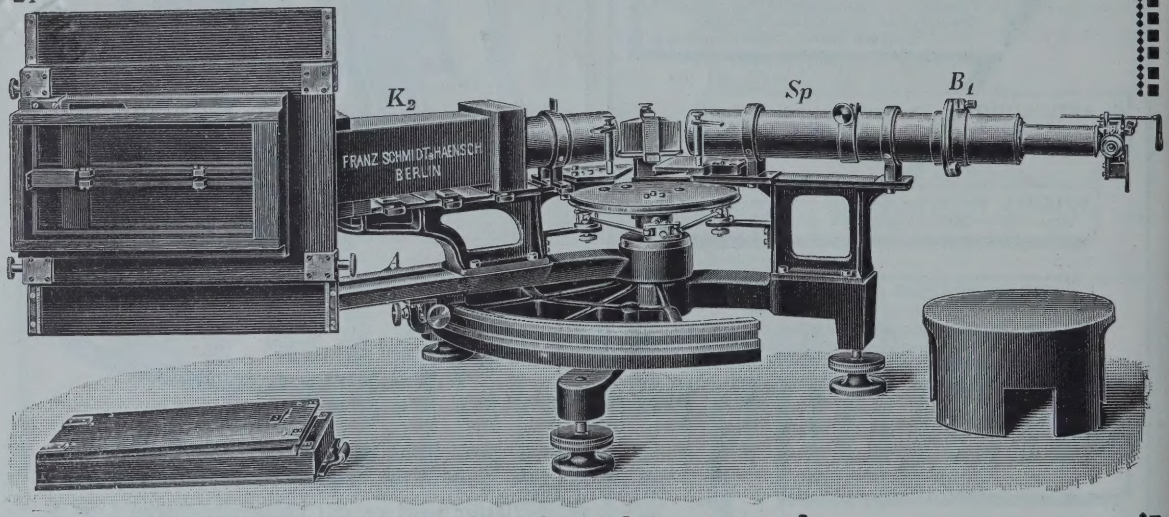
Bezug durch die optischen und Photo-Fachgeschäfte.

Genaue Beschreibung „Stereoskop 62" kostenfrei durch Carl Zeiss, Jena, Berlin, Hamburg, Köln, Wien.

CARL ZEISS
JENA

Franz Schmidt & Haensch

Prinzessinnenstr. 16 **BERLIN S 42** Prinzessinnenstr. 16



Universalspektrograph

für Beobachtungen und Aufnahmen des sichtbaren und unsichtbaren Gebietes, mit einem oder zwei Flintglas-, Rutherford- und Quarzprismen nach Cornu und auswechselbaren photographischen Kameren für 9 × 12, 13 × 18, 15 × 30 cm Platten usw.

[6535]

WILD

Neue Konstruktionen

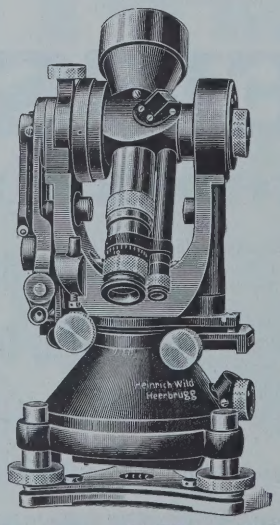
von

höchster Präzision

und

Wirtschaftlichkeit

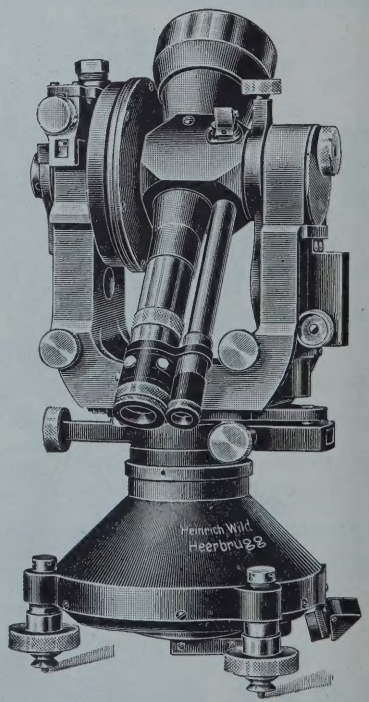
.....



Prospekte kostenfrei

durch

A. G. Heinrich WILD



Universal-Theodolit

für Triangulierung, Polygonierung usw.

Ablesung beider Kreise neben Fernrohrokular direkt auf 1″. — Vergr. 24fach
Gewicht 4,5 kg — 1/4 natürl. Größe

Vertreter für Deutschland:

Gebr. Wichmann m. b. H.

Karlstraße 13

BERLIN NW 6

Präzisions-Theodolit

für Triangulation I. und II. Ordnung

Direkte Ablesung. 0,2″. Vergröß. 40fach
Gewicht 10,3 kg — 1/4 natürl. Größe

HILDEBRAND
Präzisions-Instrumente

für alle Zweige des Vermessungswesens

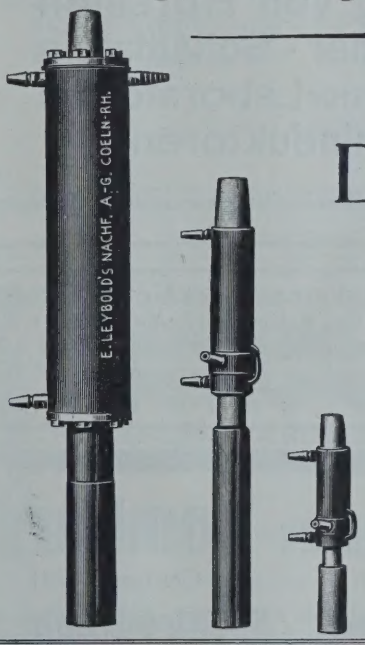
Gegründet 1791

MAX HILDEBRAND früher August Lingke & Co. G. m. b. H. FREIBERG-SACHSEN 50

k

E. Leybold's Nachfolger A.-G.
KÖLN AM RHEIN

Zweigniederlassung: **BERLIN NW 6,** Luisenstraße 31a



Diffusionsluftpumpen

aus Stahl

nach

Professor Dr. Gaede

D. R. P.

MESS-SCHRAUBEN

★

Teil-Spindeln

bis zu den höchsten Genauigkeiten

GEBR BOPP **GEBR. BOPP** GEBR BOPP

Präzisionsmechanische u. Optische Anstalt

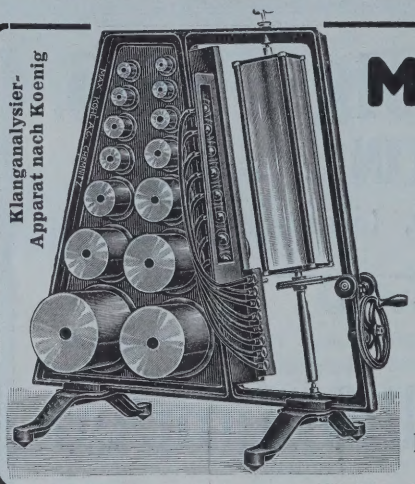
Berlin SO 16 Köpenicker Straße 74 Tel. Janow 3798

Schmiermittel
für die Feinmechanik

Lieferung von jedem Verwendungszweck genau angepaßten Sonderqualitäten
*
50jährige Spezialerfahrung in der Herstellung von Uhrenölen
*
Kostenlose fachmännische Beratung in allen schmiertechnischen Fragen

W. Cuypers & Stalling G. m. b. H.
DRESDEN N. 6

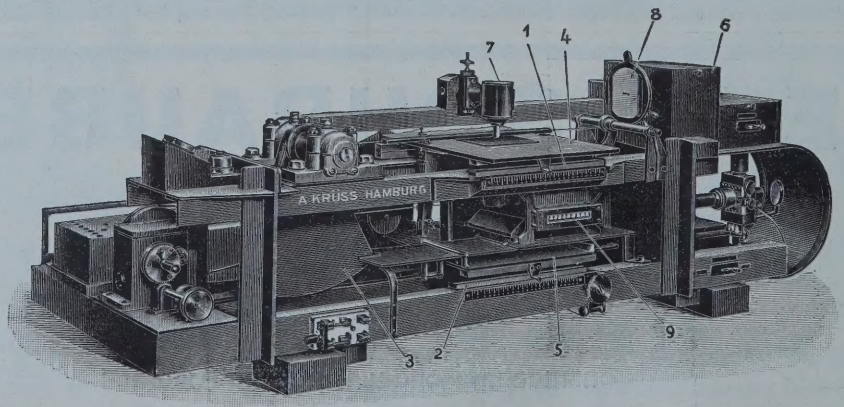
OTT
Mathematische und Hydrometrische Instrumente
Auftragapparate
Harmonische Analysatoren
Chronographen
mit 2—36 Schreibfedern
Neue Kataloge erschienen
A. OTT, KEMPTEN-ALLGÄU


Klanganalysier-Apparat nach Koenig

Max Kohl A.G. Chemnitz 5
Seit 1876 bestehend
Physikalische Apparate
Einrichtung von Hörsälen
Experimentier-Schalttafeln
Luftpumpen für Laboratorien
Funkeninduktoren
[6191]
Listen, Kostenanschläge, Beschreibungen usw. auf Wunsch

Die Festigkeit der Schraubenverbindung in Abhängigkeit von der Gewindetoleranz
Im Auftrage von **Bauer & Schaurte,** Rheinische Schrauben- und Mutternfabrik A.-G., Neuß a. Rh., bearbeitet von Dr.-Ing. **Kurt Mütze.** Mit zahlreichen Abbildungen, Tabellen, Diagrammen und 3 Tafeln. VII, 108 Seiten. 1929. Gebunden RM 6.50
VERLAG VON JULIUS SPRINGER IN BERLIN

A. Krüss Optisch-mechanische Werkstätten Hamburg
Inh.: Dr. Paul Krüss Gegründet 1796 Gertigstraße 31
Photometer / Kolorimeter / Spektroskope / Spektrographen



Registrierendes Mikrophotometer nach Koch-Goos (Neukonstruktion)

Carl Schleicher & Schüll
Düren, Rheinland

Schutz-Marke: Skizzir-Profil-Papier

empfehlen

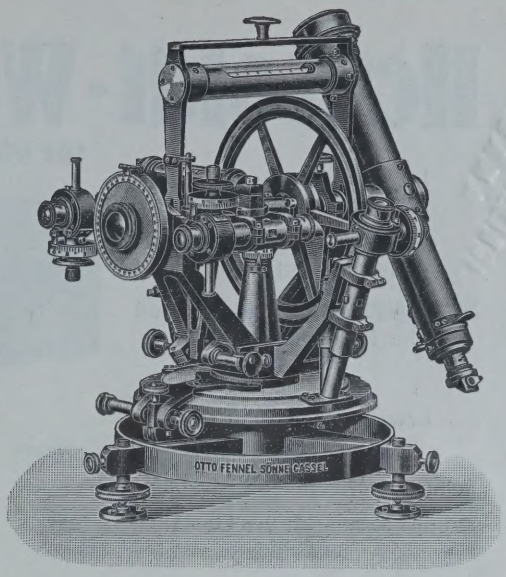
Millimeter-Zeichen- und Pause-Papiere sowie **Pauseleinwand** in Rollen, Bogen und Blocks in unübertroffener Herstellung.

Logarithmen-, Dreieck-, Polarkoordinaten-Papiere.

Registrierpapiere aller Art.

Allerbeste Zeichen-, Pause-, durchsichtige Entwurf-Papiere, Pauseleinwand.

Muster auf Anfrage kostenlos



Theodolite / Tachymeter
Nivellier-Instrumente

OTTO FENNEL SÖHNE
CASSEL 3
Gegründet 1851

OB

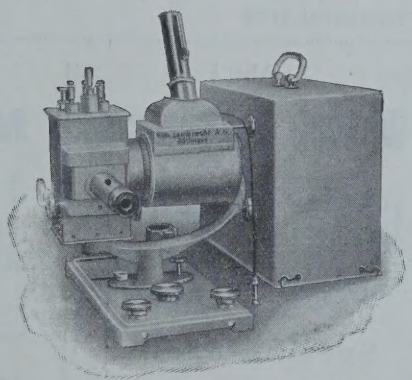
GEGRÜNDET 1863

PRÄZISIONS-INSTRUMENTE

für
Flugzeuge u. Luftschiffahrt
Registrierende Instrumente
für
Luftdruck
Temperatur
Feuchtigkeit
und meteorologische Stationen

OTTO BOHNE NACHF.
Berlin S 42, Prinzenstraße 90

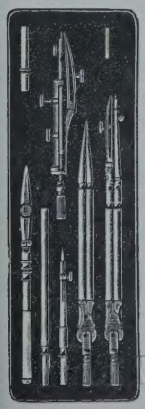
Spektral-Aktinometer
nach Prof. Alt



Direkte Messung
definierter Spektralgebiete
Verwendbar für 300–720 $\mu\mu$

Druckschrift 671 kostenlos

Wilh. Lambrecht A.-G.
GÖTTINGEN / Gegründet 1859



Präzisions-**Reißzeuge**
(Rundsystem)
Astronomische **Uhren**
Nickelstahl-Kompensations-**Pendel**
::::::
Clemens Riefler
Fabrik mathematischer Instrumente
Nesselwang u. **München**
Gegründet 1841

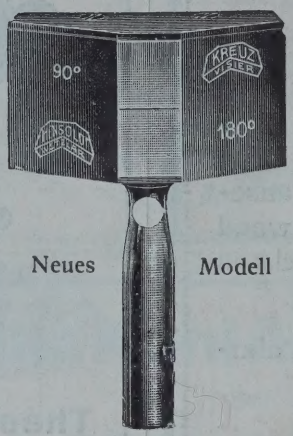
Hensoldt-Winkelprismen

für 90° und 180°

Pentagon für 90°
Doppelpentagon
für 90° und 180°
Semipentagon für 45° und
für Höhenmessungen

Vorzüge:
Erweitertes Gesichtsfeld
Absolute Genauigkeit
Schnelles Orientieren im Gelände
Solide Fassung für den Gebrauch im Felde

Katalog Kl. 0.2 kostenlos



Neues Modell

Kreuzvisier Hensoldt
für 90° und 180°

Vorzüge des neuen Modells:
Eintritt und Austritt der Strahlen rechtwinklig zu jedem Prisma. Fortfall jeglicher Versilberung und Strahlenbrechung. Helle, unveränderliche, farbenreine Bilder. Staubsichere dauerhafte Fassung.

Sonderliste:
Kreuzvisier Hensoldt
kostenlos

Literatur: Zeitschrift für Instrumentenkunde 1924, Nr. 6, S. 277: Prof. Dr. E. v. Hammer, „Neues Kreuzvisier von Hensoldt".
Allg. Vermessungs-Nachrichten 1926, Nr. 14: Prof. Dr. Hohenner, „Über das Kreuzvisier Hensoldt, Modell 1924 u. d. regelm. Fehler einiger neueren Winkelprismen".
Zeitschrift für Instrumentenkunde 1926, Nr. 10: Prof. Dr. Löschner, Brünn, „Über die Genauigkeit im Fällen von Ordinaten bei Koordinatenaufnahmen".

M. Hensoldt & Söhne · Optische Werke · Wetzlar

Sartorius-Werke A. G.

Göttingen (Prov. Hannover)

Telefonruf 2129 **Gegr. 1870** **Telegr.-Adr.: Sartoriuswerke**

Abt. I

Waagen und Gewichte

für
chemische und technische Zwecke

Spezialmodelle:
Mikrochemische Analysen-Waagen
Schnellwaagen
Dämpfungswaagen
Spezifische Waagen
Präzisionswaagen
Gewichte

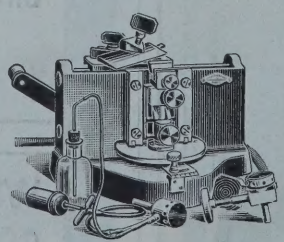
*

Katalog „Präcis V 6" kostenfrei

Abt. III

Mikrotome

Handmikrotome
*
Schlittenmikrotome
*
Gefriermikrotome
*
Gehirnmikrotome



Katalog „Mi. V 6" kostenfrei

Abt. IV

Astronomische und Geodätische Instrumente

Nivelliere
Theodolite
Bussolen
Winkel-Prismen
Astronomische Schulfernrohre

*

Katalog „Geo. V 6" kostenfrei

Hierzu zwei Beilagen vom Verlag Julius Springer in Berlin.

Druck von Oscar Brandstetter in Leipzig. — Verantwortlich für den Anzeigenteil: Albert Ulrich, Berlin-Steglitz.

UNIVERSITY OF ILLINOIS-URBANA
3 0112 060782015